Mémoires de l'Académie Royale des Sciences et des Lettres de Danemark, Copenhague,
Section des Sciences, 8me série, t. II, no 4

OM

POULSEN-BUEN

OG DENS TEORI

EN EKSPERIMENTALUNDERSØGELSE

AF

P. O. PEDERSEN

MED 4 TAVLER

D. KGL. DANSKE VIDENSK. SELSK. SKRIFTER, NATURV. OG MATHEMATISK AFD., 8. RÆKKE II. 4

KØBENHAVN
HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL
BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI
1917

Pris: 2 Kr. 90 Øre.

Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs Skrifter,

6te Række.

Naturvidenskabelig og mathematisk Afdeling.

		Kr.	Øre
	I, med 42 Tavler, 1880--85	29.	50.
1.	**Prytz, K.** Undersøgelser over Lysets Brydning i Dampe og tilsvarende Vædsker. 1880	»	65.
2.	**Boas, J. E. V.** Studier over Decapodernes Slægtskabsforhold. Med 7 Tavler. Résumé en français. 1880	8.	50
3.	**Steenstrup, Jap.** Sepiadarium og Idiosepius, to nye Slægter af Sepiernes Familie. Med Bemærkninger om to beslægtede Former Sepioloidea D'Orb. og Spirula Lmk. Med 1 Tavle. Résumé en français. 1881	1.	35.
4.	**Colding, A.** Nogle Undersøgelser over Stormen over Nord- og Mellem-Europa af 12te—14de Novb. 1872 og over den derved fremkaldte Vandflod i Østersøen. Med 23 Planer og Kort. Résumé en français. 1881	10.	»
5.	**Boas, J. E. V.** Om en fossil Zebra-Form fra Brasiliens Campos. Med et Tillæg om to Arter af Slægten Hippidion. Med 2 Tavler. 1881	2.	»
6.	**Steen, A.** Integration af en lineær Differentialligning af anden Orden. 1882	»	50.
7.	**Krabbe, H.** Nye Bidrag til Kundskab om Fuglenes Bændelorme. Med 2 Tavler. 1882	1.	35
8.	**Hannover, A.** Den menneskelige Hjerneskals Bygning ved Anencephalia og Misdannelsens Forhold til Hjerneskallens Primordialbrusk. Med 2 Tavler. Extrait et explication des planches en français. 1882	1.	60.
9.	—— Den menneskelige Hjerneskals Bygning ved Cyclopia og Misdannelsens Forhold til Hjerneskallens Primordialbrusk. Med 3 Tavler. Extrait et explic. des planches en français. 1884	4.	35.
10.	—— Den menneskelige Hjerneskals Bygning ved Synotia og Misdannelsens Forhold til Hjerneskallens Primordialbrusk. Med 1 Tavle. Extrait et explic. des planches en français. 1884	1.	30.
11.	**Lehmann, A.** Forsøg paa en Forklaring af Synsvinklens Indflydelse paa Opfattelsen af Lys og Farve ved direkte Syn. Med 1 Tavle. Résumé en français. 1885	1.	85.
	II, med 20 Tavler, 1881—86	20.	»
1.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceae. 1ste Afhandling. Med 6 Tavler. Résumé et explic. des planches en français. 1881	3.	15.
2.	**Lorenz, L.** Om Metallernes Ledningsevne for Varme og Elektricitet. 1881	1.	30.
3.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceae. 2den Afhandling. Med 9 Tavler. Résumé et explic. des planches en français. 1882	5.	30.
4.	**Christensen, Odin.** Bidrag til Kundskab om Manganets Ilter. 1883	1.	10.
5.	**Lorenz, L.** Farvespredningens Theori. 1883	»	60.
6.	**Gram, J. P.** Undersøgelser ang. Mængden af Primtal under en given Grænse. Résumé en français. 1884.	4.	»
7.	**Lorenz, L.** Bestemmelse af Kviksølvsøjlers elektriske Ledningsmodstande i absolut elektromagnetisk Maal. 1885	»	80.
8.	**Traustedt, M. P. A.** Spolia Atlantica. Bidrag til Kundskab om Salperne. Med 2 Tavler. Explic. des planches en français. 1885	3.	»
9.	**Bohr, Chr.** Om Iltens Afvigelser fra den Boyle-Mariotteske Lov ved lave Tryk. Med 1 Tavle. 1885	1.	»
10.	—— Undersøgelser over den af Blodfarvestoffet optagne Iltmængde udførte ved Hjælp af et nyt Absorptiometer. Med 2 Tavler. 1886	1.	70.
11.	**Thiele, T. N.** Om Definitionerne for Tallet, Talarterne og de tallignende Bestemmelser. 1886	2.	»
	III, med 6 Tavler, 1885—86	16.	»
1.	**Zeuthen, H. G.** Keglesnitslæren i Oldtiden. 1885	10.	»
2.	**Levinsen, G. M. R.** Spolia Atlantica. Om nogle pelagiske Annulata. Med 1 Tavle. 1885	1.	10.
3.	**Rung, G.** Selvregistrerende meteorologiske Instrumenter. Med 1 Tavle. 1885.	1.	10.
4.	**Meinert, Fr.** De eucephale Myggelarver. Med 4 dobb. Tavler. Résumé et explic. des planches en français. 1886	6.	75.
	IV, med 25 Tavler. 1886—88	21.	50.
1.	**Boas, J. E. V.** Spolia Atlantica. Bidrag til Pteropodernes Morfologi og Systematik samt til Kundskaben om deres geografiske Udbredelse. Med 8 Tavler. Résumé en français. 1886	10.	50.
2.	**Lehmann, A.** Om Anvendelsen af Middelgradationernes Metode paa Lyssansen. Med 1 Tavle. 1886.	1.	50.
3.	**Hannover, A.** Primordialbrusken og dens Forbening i Truncus og Extremiteter hos Mennesket før Fødselen. Extrait en français. 1887	1.	60.
4.	**Lütken, Chr.** Tillæg til «Bidrag til Kundskab om Arterne af Slægten *Cyamus* Latr. eller Hvallusene». Med 1 Tavle. Résumé en français. 1887	»	60.
5.	—— Fortsatte Bidrag til Kundskab om de arktiske Dybhavs-Tudsefiske, særligt Slægten *Himantolophus*. Med 1 Tavle. Résumé en français. 1887	»	75.
6.	—— Kritiske Studier over nogle Tandhvaler af Slægterne *Tursiops*, *Orca* og *Lagenorhynchus*. Med 2 Tavler. Résumé en francais. 1887	4.	75.
7.	**Koefoed, E.** Studier i Platosoforbindelser. 1888	1.	30.
8.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceae. 3die Afhandling. Med 12 Tavler. Résumé et explic. des planches en français. 1888	6.	45.
	V, med 11 Tavler og 1 Kort. 1889—91	15.	50.
1.	**Lütken, Chr.** Spolia Atlantica. Bidrag til Kundskab om de tre pelagiske Tandhval-Slægter *Steno*, *Delphinus* og *Prodelphinus*. Med 1 Tavle og 1 Kort. Résumé en français. 1889	2.	75.
2.	**Valentiner, H.** De endelige Transformations-Gruppers Theori. Résumé en français. 1889	5.	50.
3.	**Hansen, H. J.** Cirolanidæ et familiæ nonnullæ propinquæ Musei Hauniensis. Et Bidrag til Kundskaben om nogle Familier af isopode Krebsdyr. Med 10 Kobbertavler. Résumé en français. 1890	9.	50.
4.	**Lorenz, L.** Analytiske Undersøgelser over Primtalmængderne. 1891	»	75.

Fortsættes paa Omslagets S. 3.)

OM

POULSEN-BUEN

OG DENS TEORI

EN EKSPERIMENTALUNDERSØGELSE

AF

P. O. PEDERSEN

MED 4 TAVLER

D. KGL. DANSKE VIDENSK. SELSK. SKRIFTER, NATURV. OG MATHEMATISK AFD., 8. RÆKKE II. 4

KØBENHAVN

HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL

BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI

1917

INDHOLDSFORTEGNELSE

Side

Indledning ... 5
Apparater og Forsøgsopstillinger ... 7

A.

1. a. Forholdet mellem Højfrekvensstrøm og Fødestrøm ... 10
   b. Beregning af Fødestrøm og Fødespænding ... 11
2. a. Den fordelagtigste Indstilling af Bue-Generatoren ... 11
   b. Buens Overgang fra den inaktive til den aktive Tilstand ... 12

B.

3. Behandling af Bue-Generatorens Teori paa Grundlag af Barkhausens simple Karakteristik (B-Teorien) 12
   a. Tilfældet $R = 0$ ... 13
   b. Tilfældet $R > 0$ ... 16
   c. Parametren k ... 20
4. Sammenligning af Konsekvenserne af B-Teorien med Erfaringen ... 21
5. a. Diskussion af Grundene til, at B-Teorien ikke finder Anvendelse paa Poulsen-Buen ... 21
   b. Forholdene ved Buens Slukning. „Slukkespænding" ... 22
   c. Slukkespændingens Integralværdi. Bestemmelse af dennes Minimumsværdi ... 23
6. Skitsemæssig Fremstilling af Poulsen-Buens Virkemaade (A-Teorien) ... 25
7. Eksperimentel Prøvelse af A-Teorien ... 26
   a. Buespændingens Forløb ... 26
   b. Forklaring af de eksperimentalt fundne Værdier af Forholdet g og Tændspændingen E_s ... 27
8. Elektrodeafstandens Indflydelse paa Bue-Generatorens Virkemaade ... 29
9. Magnetfeltets Indflydelse paa Bue-Generatorens Virkemaade ... 31
   a. Buefotografier ... 31
   b. Normale Krateroscillogrammer ... 31
   c. For stærkt Magnetfelt ... 34
   d. For svagt Magnetfelt ... 35
   e. Det fordelagtigste Magnetfelt ... 37
   f. Buens Udseende i Felter af forskellig Intensitet ... 38
10. Yderligere Konsekvenser af A-Teorien ... 38
   a. Det fordelagtigste Magnetfelts Afhængighed af Bølgelængden ... 38
   b. Indflydelse af den Buen omgivende Luftarts Vægtfylde paa Værdien af den fordelagtigste Feltintensitet ... 40
   c. H^0's Afhængighed af R og I_0 ... 41
11. Afsluttende Bemærkninger ... 41

Résumé ... 42

Oversigt over de benyttede Betegnelser ... 44
Litteraturfortegnelse ... 46

Indledning.*)

W. Duddells Opdagelse af den syngende Bue 1899[1]) **) — der, gennem de af V. Poulsen nogle Aar senere (1902—03)[2]) gjorte Opdagelser, kom til at danne Grundlaget for den første effektive Generator for højfrekvente Strømme (Poulsen-Buen eller Bue-Generatoren) — har givet Anledning til Udførelsen af mange Undersøgelser over den elektriske Bue og fremkaldt en meget righoldig Litteratur om dette Emne. Foruden de af Duddell[3]) og Poulsen[4]) selv offentliggjorte Undersøgelser skal her nævnes en lang Række Arbejder, udførte af H. Th. Simon[5])[6])[7]) og hans Elever (H. Barkhausen[8]), G. Lange[9]), M. Reich[10]), K. W. Wagner[11]) og mange flere), der paa adskillige Punkter har bidraget til at klare Forholdene, samt A. Blondels[12]) instruktive, oscillografiske Optagelser af Strøm- og Spændingskurver for Duddell-Buen. Af mere almindelige Bueundersøgelser, der har særlig Interesse for det foreliggende Emne, skal nævnes G. Granqvist's[13]) Arbejder over Indflydelsen paa Buefænomenet af Varmeafledningen gennem Elektroderne, og de af J. Stark[14])[15]) og J. J. Thomson[16]) paa Grundlag af Elektronteorien skitserede Bueteorier.

Gennem de nævnte og en Række andre Arbejder er det delvis lykkedes at anskueliggøre Poulsen-Buens Virkemaade i Hovedtrækkene, men ogsaa kun delvis. Saaledes er Magnetfeltets Virkninger hidtil ikke klarlagt paa tilfredsstillende Maade, og den gængse Omtale deraf er gennemgaaende meget ufuldstændig og ofte ganske misvisende, hvad der vil fremgaa af det følgende. Nogen virkelig fyldestgørende Teori for Poulsen-Buen har man i Øjeblikket slet ikke, naar man ved en fyldestgørende Teori forstaar en saadan, ved hvis Hjælp man, ud fra givne Konstanter for Svingningskredsen og Buen og for en given Fødespænding, forud kan beregne Værdien af Fødestrøm og Højfrekvensstrøm, samt denne sidstes Frekvens og Kurveform; — ja end ikke, naar man ser bort fra den nævnte Karakterisering af Højfrekvensstrømmen.

Selv rent kvalitativt, fænomenologisk vil man i mange — ja vel i de fleste — Tilfælde være ude af Stand til ved Hjælp af „Teorien" forud at angive Resultatet af en Forandring i eet eller flere af de Forhold, der er bestemmende for Poulsen-Buens Virkemaade. At ogsaa andre føler Utilstrækkeligheden af de hidtil opstillede

*) En Del af Resultaterne af det foreliggende Arbejde er meddelt ved Naturforskermødet i Kristiania d. 13—7—1916.

**) Tallene henviser til Litteraturfortegnelsen p. 46.

Teorier, fremgaar bl. a. af nogle Udtalelser af A. O. Liljeström [17]) (særlig i Indledningen til Kap. 1 af det citerede Hefte).

Grunden til, at man trods det store Arbejde, der er sat ind paa Sagen, hidtil ikke er kommen længere, maa først og fremmest søges i de store Vanskeligheder, Emnet i sig selv frembyder, og som bl. a. ligger i de høje Frekvenser, der vanskeliggør en paalidelig Optagelse af Strøm- og Spændingskurver. Man har derfor som oftest indskrænket Undersøgelsen til Duddell-Buen med lave Frekvenser, i det højeste nogle faa Tusinde og hyppigst omkring 300 indtil 1000. Herfra maa dog undtages nogle Optagelser med Brauns Rør. H. Hausrath [18]) har angivet en Metode, ved hvis Hjælp man bringer Straalen i et Brauns Rør til at beskrive en Slags stationær Lissajous-Figur under Paavirkning af Spænding eller Strøm i Buekredsen og i en til denne løst koblet Sekundærkreds, der er i Resonans med Højfrekvensstrømmen. Ud fra Lissajous-Figurens Form kan man saa konstruere sig til Strøm- eller Spændingskurvens Form. Metoden, der er anvendt af K. Ort [19]) samt af H. Fassbender og E. Hupka [20]), har den Mangel, at den kræver Anvendelsen af en til Buekredsen forholdsvis løst koblet Sekundærkreds. Erfaringen har imidlertid lært, at en Bue-Generator kan paavirkes stærkt af en løst tilkoblet Sekundærkreds; denne giver saaledes let Anledning til store Frekvensvariationer. Forklaringen af disse Forhold er i Hovedsagen givet af P. O. Pedersen [21]). Metoden kræver desuden en forholdsvis lang Eksponeringstid — $^1/_3$ Minut og derover — saaledes at Lissajous-Figuren kun giver en Slags „Middelkurve“ for flere Millioner Perioder. Endelig er de anvendte Strømstyrker saa smaa — højst 3 Ampère —, at disse Undersøgelser ikke har nogen Værdi for den normale Poulsen-Bue (se nedenfor).

Ogsaa et andet Forhold har bidraget til at besværliggøre Klarlæggelsen af Bue-Generatorens Virkemaade. Saa godt som alle de nævnte Undersøgelser er foretagne med forholdsvis smaa Laboratorieapparater og under Anvendelse af en ringe Effekt. Fødestrømmen har hyppigst kun været nogle faa Ampère. Nu forholder Sagen sig, hvad der vil fremgaa af det følgende, netop saaledes, at man ved de store Buer, der passeres af stærke Strømme — svarende til de i Praksis anvendte Poulsen-Buer — i flere Henseender finder de simpleste Forhold, og i hvert Fald Forhold, der afviger stærkt fra dem, der forefindes ved de „smaa“ Buer, saaledes at de fleste af de anstillede Laboratorieforsøg kun har ringe Interesse for Poulsen-Buens Teori.

Jeg har i de senere Aar haft Lejlighed til at anstille en Del Undersøgelser vedrørende Poulsen-Buens Virkemaade og skal i det følgende meddele nogle af de opnaaede Resultater. Omtalen af disse falder, efter en kort Beskrivelse af Apparater og Forsøgsopstillinger, i to Afsnit, A og B. Det første, som er ganske kort, angaar Poulsen-Buens Teori set fra et ingeniørmæssigt Standpunkt. I Afsnit B søger jeg at udvikle Teorien for og Forstaaelsen af Poulsen-Buen yderligere; navnlig prøver jeg at give en Forklaring af de i A fundne Resultater og tillige at gøre noget nærmere Rede for Magnetfeltets Virkemaade. Jeg kommer derved paa flere Punkter til en Opfattelse, der afviger en Del fra den nu gældende.

Næsten alle Forsøg er udført i den polytekniske Læreanstalts Laboratorium for Telegrafi og Telefoni. Jeg har haft udmærket Assistance af Ingeniørerne J. P. Christensen, H. Trap Friis og E. Jacobsen ved Forsøgenes Udførelse, af Ingeniør Hugo Fortmeier ved Udarbejdelsen af Beretningen og Tegning af Figurerne, samt af Laboratoriets Mekaniker, Folmer Nielsen, ved Udførelsen af det fotografiske Arbejde.

Apparater og Forsøgsopstillinger.

I Fig. 1 er vist det skematiske Diagram af Bue-Generatoren, medens Fig. 2 giver et noget udførligere Diagram af den benyttede Forsøgsopstilling. Fig. 3 gengiver et Fotografi af den anvendte Bue-Generator, hvis Elektroder er vist skitsemæssigt i Fig. 4. Anoden er af Kobber, hul og vandkølet, medens den aktive Del af Katoden bestaar af Kulringen *d*, som er skruet til Kobberstangen *a*, der atter er skudt ind i Messingrøret *b*. *P* viser den ene Polsko af den Elektromagnet, som frembringer det magnetiske Felt, hvori Buen befinder sig. Feltets Retning er saaledes, at Buen drives opad. Dets Intensitet *H* maales ved Hjælp af en Grassot Kraftlinietæller med Prøverullen paa Buens Plads. Elektrodeafstanden kan finreguleres ved Drejning af den paa Fig. 3 synlige Ebonitcylinder, hvorved Katoden forskydes frem eller tilbage, medens Buetændingen kan foretages ved Indtrykning af den tyndere Ebonitstang, der gaar ud gennem den nævnte Cylinder. Katoden drejes langsomt rundt af den paa Fig. 3 synlige lille Elektromotor. (I Virkeligheden er Elektrodeafstanden langt mindre end den i Fig. 4 viste, omkring 1 mm).

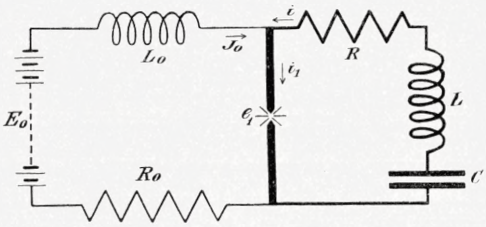


Fig. 1. Simpelt Diagram for Duddell- og Poulsen-Buen.

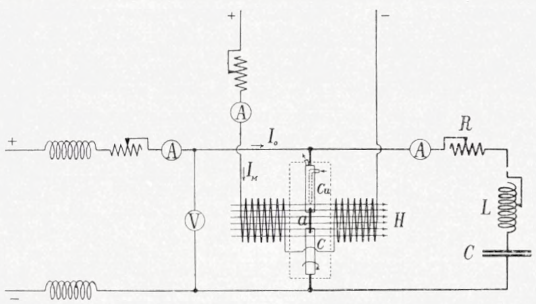


Fig. 2. Diagram for den benyttede Forsøgsopstilling.

Kondensatoren *C* i Buekredsen bestod af en eller flere Oliekondensatorer (Ricinusolie), af hvilke 4 stod til Raadighed, hver med en Kapacitet paa ca. 7300 cm. Selvinduktionsrullen *L* bestod af 70 Vindinger 5 mm tyk, blank Kobbertraad viklet paa et Ebonitstativ. Den maksimale Selvinduktion var $1{,}3 \times 10^6$ cm. Modstanden *R* i Buekredsen var en Kulmodstand, hvis Konstruktion fremgaar af Fig. 5. Den effektive Modstand i Buekredsen med Kulmodstanden kortsluttet var efter Omstændighederne mellem 0,5 og 1,0 Ohm. Da

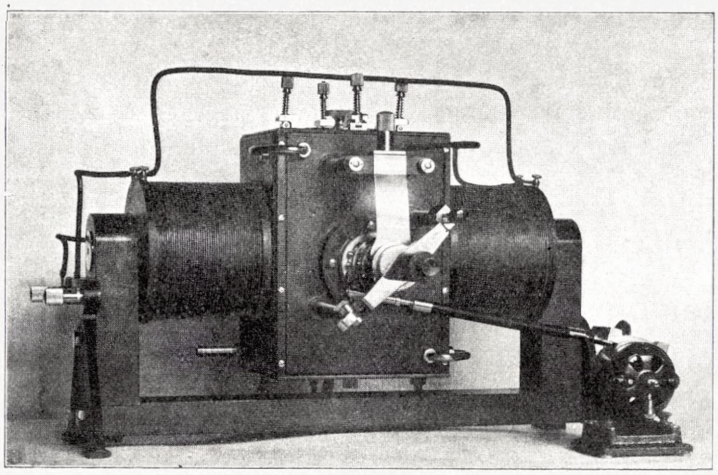


Fig. 3. Fotografi af den benyttede Poulsen-Bue.

det foreliggende Arbejde ikke gaar ud paa Bestemmelse af Nyttegrader, har vi ved Omtalen af Forsøgene kun anført Værdien af den indskudte Kulmodstand og betegnet denne ved R. I de teoretiske Betragtninger betegner R derimod Buekredsens totale effektive Modstand. Dæmperullerne i Fødeledningerne bestod af svært Kobberkabel med en samlet Selvinduktion paa 0,1 Henry.

Til Forsøgene anvendtes efter Omstændighederne 220 eller 440 Volt fra Bynettet, medens Magnetiseringsstrømmen toges fra et lokalt Akkumulatorbatteri paa 110 Volt. I de fleste Tilfælde brændte Buen i en Atmosfære af Belysningsgas taget direkte fra Byens Gasledning; i enkelte Tilfælde anvendtes Brint (komprimeret paa Staalflasker), men i saa Fald er det altid udtrykkelig fremhævet ved Omtalen af Forsøgene.

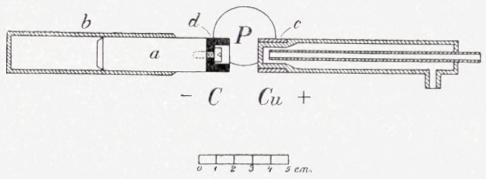


Fig. 4. Skitse af Elektroderne.

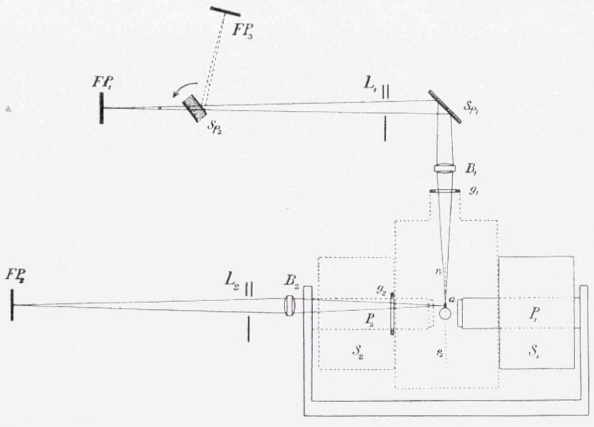


Fig. 6. Skematisk Fremstilling af de fotografiske Opstillinger.

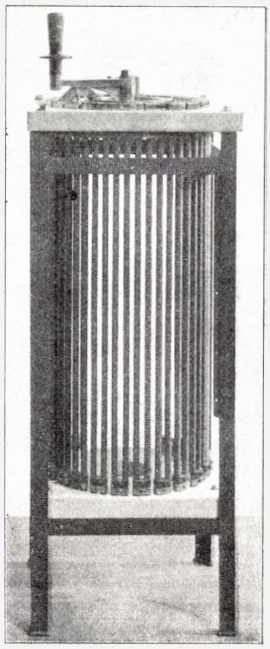


Fig. 5. Kulmodstand.

Ved mange af Forsøgene var, som antydet i Fig. 6, det ene Polstykke P_2 og den derpaa siddende Rulle S_2 fjærnet, medens det fremkomne Hul i Kassens Side lukkedes med et Glimmervindue g_2. Gennem dette kan man ved Hjælp af Linsen B_2, Lukkeren L_2 og den fotografiske Plade FP_2 optage et Billede af Buen set fra Siden, et „Profilbillede". Kassens Laag var forsynet med en cylindrisk Udbygning, der foroven var lukket med et Glimmervindue g_1. Gennem dette kunde man ved Hjælp af Linsen B_1, Metalspejlet Sp_1 og Lukkeren L_1 enten optage et stationært Kraterbillede paa den fotografiske Plade FP_1 eller, ved Benyttelse af det hurtig roterende Metalspejl Sp_2, paa Pladen FP_3 fotografere den variable Krater- og Buetilstand med Tiden som Abscisse. Den sidste Art af Billeder vil vi i det følgende betegne som Krateroscillogrammer. Det roterende, plane Spejl hører til en Gehrcke Katodelysoscillograf (se f. Eks. J. ZENNECK, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 4. Aufl. 1916, Fig. 8; samt 25 a og b i Litteraturfortegnelsen), der ogsaa benyttedes ved de senere omtalte, oscillografiske Optagelser af Buespændingen. Spejlet kan gøre indtil 200 Omdrejninger pr. Sek.

A.

1 a. Forholdet mellem Højfrekvensstrøm og Fødestrøm. Da man ikke har nogen fyldestgørende Teori for Poulsen-Buen, ved hvis Hjælp man er i Stand til at beherske Forholdene, ligger det nær at søge empiriske Relationer mellem de effektive Værdier af de forskellige Strømme og Spændinger. Det første Spørgsmaal, der her frembyder sig, er: Hvorledes afhænger Forholdet g mellem Højfrekvensstrømmens effektive Værdi I og Fødestrømmen I_0*) af Kredsens Konstanter, Buens Konstruktion, Fødespændingen og andre Forhold. K. VOLLMER [22]) er formentlig den eneste, der hidtil har meddelt noget nærmere herom. Han fandt, at indenfor meget vide Grænser var $g = \frac{I}{I_0} = 0{,}77$. Hans Undersøgelser omfattede Bølgelængder mellem 300 og 1915 m og Fødestrømme fra 1 til 7 Ampere, medens Buekredsenes Karakteristik $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ laa mellem 30 og 1300 Ohm. W. DUDDELL [1]) fandt $g = 0{,}90$ for $I_0 = 5$ Ampere, J. A. FLEMING [23]) $g =$ ca. $0{,}63$ for $I_0 = 8$ Ampere. L. W. AUSTIN [24]) angiver $g = 1$ for $I_0 = 4$ Ampere, for $\lambda = 3600$ m og for $\rho = 4{,}5$ Ohm, medens FASSBENDER og HUPKA [20]) finder $g = 0{,}83$ for $I_0 = 1{,}1$ Ampere, $\lambda = 3180$ m og $\rho = 567$ Ohm.

For den normale Poulsen-Bue — hvorved jeg forstaar en Poulsen-Bue, der drives med mindst 10 à 15 Ampere, arbejder med Bølgelængder paa 1000 m og derover, samt med Værdier af ρ, der er over 50 Ohm**) — er Forholdet g med ret stor Nøjagtighed bestemt ved

$$g = \sqrt{\frac{1}{2}}. \tag{1}$$

Under de Forhold, som forefindes paa sædvanlige større Buestationer, eller under tilsvarende Laboratorieforhold, gælder Ligning (1) med en saa stor Nøjagtighed, at man med de bedste tekniske Amperemetre for höjfrekvent Strøm ikke er i Stand til med Sikkerhed at konstatere nogen Afvigelse. Efterhaanden som man nærmer sig de nævnte Grænser og eventuelt passerer disse, bliver Afvigelserne større, idet g antager højere Værdier.

*) Angaaende Betegnelser henvises til Oversigten over disse.

**) For almindelige Radiostationer har ρ som Regel en Værdi af nogle Hundrede Ohm.

b. Beregning af Fødestrøm eller Fødespænding. Kaldes den effektive Modstand i Buekredsen for R, Fødespændingen V_0 og Buens Nyttegrad η, har man følgelig

$$\eta I_0 V_0 = I^2 R = \frac{1}{2} I_0^2 R,$$

eller

$$2\eta V_0 = I_0 R. \qquad (2)$$

Kender man Værdien af η, giver Formlerne (1) og (2) Midlerne til en ingeniørmæssig Forudberegning af Poulsen-Buen, idet der som Regel til et Radioanlæg med Poulsen-Bue stilles den Fordring, at der for en vis Bølgelængde opnaas en fastsat Strøm i en given Antenne. Værdien af η er ikke konstant; den afhænger af Bølgelængden — aftager med denne — og, omend i mindre Grad, af R og ρ samt af forskellige andre Forhold. I Praksis vil man som oftest med tilstrækkelig Tilnærmelse kende Værdien af η under de opgivne Forhold*). Formlerne (1) og (2) giver da en overmaade simpel Bestemmelse af den til en vis Højfrekvensstrøm I svarende Fødestrøm I_0 og Fødespænding V_0.

2 a. Den fordelagtigste Indstilling af Bue-Generatoren. En anden vigtig Konsekvens af Formel (1) er følgende: Da Forholdet mellem Højfrekvensstrømmen og Fødestrømmen er konstant, saa er Buens Nyttegrad Maksimum under givne Forhold, naar Fødespændingen er Minimum. Drives Buen fra en Elektricitetskilde med konstant Spænding, gennem en konstant Forlagsmodstand — i Praksis meget lille, kun hidrørende fra Dæmperullernes Modstand — er følgelig Buens Nyttegrad Maksimum, naar Højfrekvensstrømmen (eller Fødestrømmen) er Maksimum. For under givne Forhold at frembringe den maksimale Højfrekvensstrøm kræves der en bestemt Buelængde og et bestemt Magnetfelt, idet de gunstigste Værdier for begge disse Størrelser i ret høj Grad afhænger af Kredsens Konstanter. Buegeneratorer indrettes derfor med variabel Buelængde og variabelt Magnetfelt. Buen bliver først aktiv, naar den trækkes ud til en vis, kritisk Længde, medens den for mindre Længder brænder som Jævnstrømsbue. Dog kan Elektrodeafstanden formindskes lidt, naar Buen er bleven aktiv, uden at Buens Aktivitet ophører (se V. Poulsen 4 a, p. 966). Buen giver den maksimale Højfrekvensstrøm, naar Elektrodeafstanden er den mindst mulige, altsaa den kritiske eller lidt derunder; forøges Buelængden, aftager Højfrekvensstrømmen, og, naar Buelængden har naaet en vis Værdi, slukkes Buen helt. Den kritiske Elektrodeafstand er saaledes i og for sig den bedste; dog er det af Stabilitetsgrunde som Regel nødvendigt at gøre Buelængden lidt større end den kritiske. Med Magnetfeltet forholder det sig paa lignende Maade; Buen arbejder med størst Nyttegrad med det svageste Magnetfelt, for hvilket Buen brænder roligt og med konstant Buelængde; men dette Spørgsmaal kommer vi udførlig tilbage til senere.

*) η ligger som Regel mellem 30 og 50 %.

b. Buens Overgang fra den inaktive til den aktive Tilstand. Det foregaaende viser, at Bue-Generatoren enten arbejder (er aktiv) med en Højfrekvensstrøm, der er lig med eller større end $\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot I_0$, eller ogsaa slet ikke arbejder (er inaktiv).

Højfrekvensstrømmen begynder ikke med at være en ganske ringe Brøkdel af Fødestrømmen for, efterhaanden som Forholdene bliver bedre, at tiltage i Styrke; det er enten—eller. Man forstaar derfor ogsaa, at selv forholdsvis smaa Forandringer i Buens Forhold kan være afgørende for Buens Evne til at optræde som Højfrekvensgenerator, idet de nævnte Forandringer lige netop kan bringe Buen fra den inaktive over i den aktive Tilstand. Dette forklarer, at det kan være af afgørende Betydning, om Buen brænder i Brint eller i atmosfærisk Luft, til Trods for at Forskellen mellem de to Luftarter i de fleste andre Henseender kun er kvantitativ.

B.

3. Behandling af Bue-Generatorens Teori paa Grundlag af Barkhausens simple Karakteristik. Den nuværende Opfattelse af Buegeneratorens Virkemaade har faaet sit simpleste og prægnanteste Udtryk gennem den i Fig. 7 viste, af BARKHAUSEN indførte idealiserede Karakteristik[8a]). Den har ogsaa først derigennem faaet en saa konkret Form, at man er i Stand til regningsmæssigt at behandle Problemet. Det er derfor ogsaa den, der overalt i den nyere Litteratur er lagt til Grund for Behandlingen. (Sammenlign f. Eks. den foran p. 9 omtalte, udmærkede Lærebog af ZENNECK, p. 260—293). For Kortheds Skyld vil vi i det følgende betegne denne Opfattelse som B-Teorien.

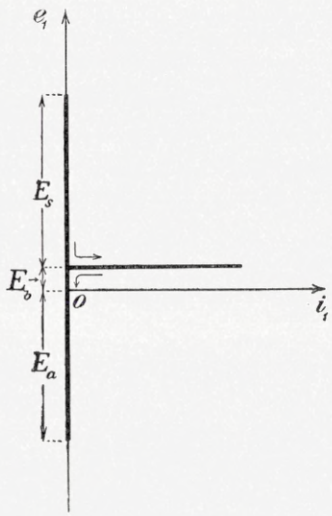


Fig. 7. Barkhausens simple Karakteristik.

Det ligger derfor nær at undersøge, hvorvidt den foran for Poulsen-Buen fundne Værdi af Forholdet g er i Overensstemmelse med Konsekvenserne af B-Teorien. Som Indledning hertil udledes først nogle Formler paa Grundlag af samme, idet jeg benytter de i Figurerne 7—9 angivne Betegnelser og iøvrigt henviser til Oversigten over disse.

Fig. 8 og 9 viser Strøm- og Spændingskurver for Buen og Kondensatoren under Forudsætning af den i Fig. 7 viste Karakteristik, idet Fig. 8 fremstiller Forholdene for $R = 0$ og Fig. 9 for $R > 0$.

Det forudsættes i det følgende, at Dæmperullerne i Fødeledningerne er saa store, at Fødestrømmen I_0 i Hovedsagen kan regnes konstant, en Forudsætning, der praktisk talt er opfyldt.

For at forøge Overskueligheden, vil vi først behandle det ideale Grænsetilfælde, i hvilket Buekredsen er modstandsfri.

a. $R = 0$. Medens Buen brænder, kan Strømmen i Buekredsen skrives paa Formen (se Fig. 8):

$$i = I_m \cdot \sin(\omega_0 t - \varphi),$$

hvor

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

I den Tid, Buen er slukket, er $i = -I_0$. Til Udgangspunkt for Tidsregningen tages det Tidspunkt, hvor Buestrømmen i_1 begynder, altsaa Tændingsøjeblikket. Man har da, for $t = 0$

$$-I_0 = i = -I_m \cdot \sin\varphi,$$

altsaa

$$\sin\varphi = \frac{I_0}{I_m}. \tag{3}$$

Kondensatorspændingen e bestemmes ved

$$e = e_1 + L\frac{di}{dt}, \tag{4}$$

hvor e_1 er Buespændingen. Ligning (4) antager to forskellige Former, eftersom Buen brænder eller er slukket, nemlig

$$e = E_b + \omega_0 L I_m \cdot \cos(\omega_0 t - \varphi) \tag{5_1}$$

for brændende (strømførende) Bue, og

$$e = e_1 \tag{5_2}$$

for slukket (strømfri) Bue.

For $t = 0$ skal man endvidere have

$$e = e_1 = E_s + E_b,$$

altsaa ifølge (5_1)

$$E_s = \omega_0 L I_m \cdot \cos\varphi = \rho I_m \cos\varphi = \rho\sqrt{I_m^2 - I_0^2}, \tag{6}$$

eller

$$\frac{I_m^2}{I_0^2} = 1 + \left(\frac{E_s}{\rho I_0}\right)^2 = 1 + k^2, \tag{7}$$

hvor

$$k = \frac{E_s}{\rho I_0} \quad \text{og} \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{k}. \tag{8}$$

Perioden T falder i to Dele: Brændetiden T_1, og den Tid T_2, i hvilken Buen er slukket. Kaldes Svingningskredsens naturlige Periode $\tau_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$, har man (se Fig. 8):

$$T_1 = \frac{1}{2}\tau_0 + \frac{2\varphi}{2\pi} \cdot \tau_0,$$

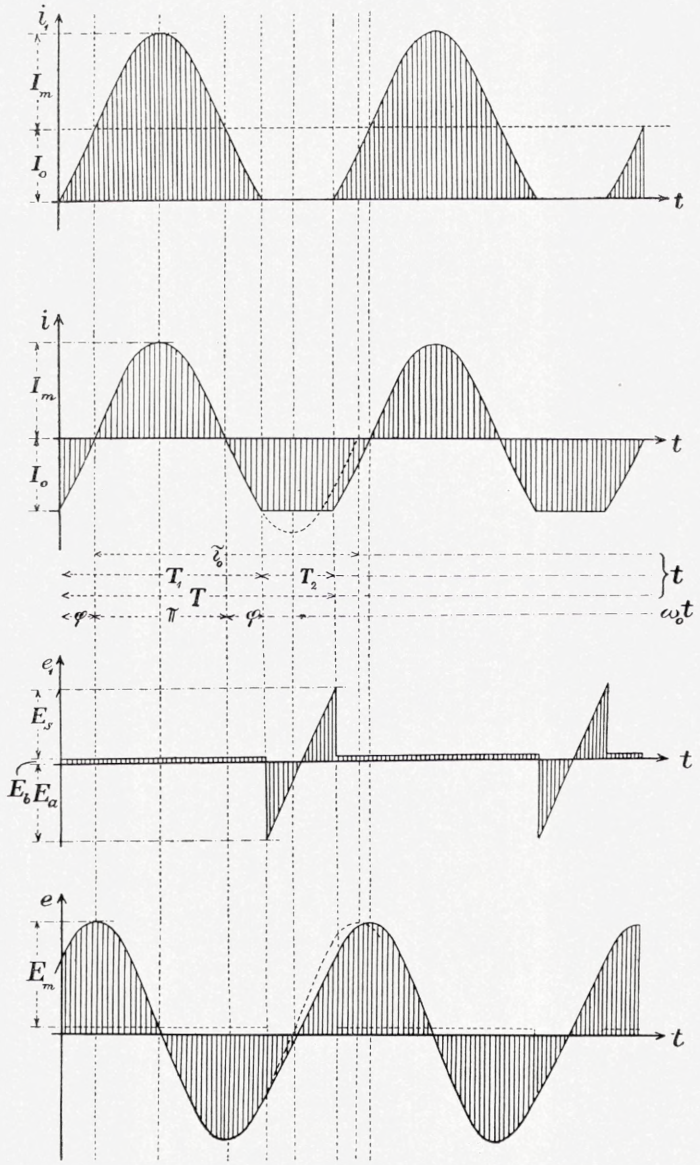


Fig. 8. Strøm- og Spændingskurver under Forudsætning af Barkhausens simple Karakteristik og for $R = 0$.

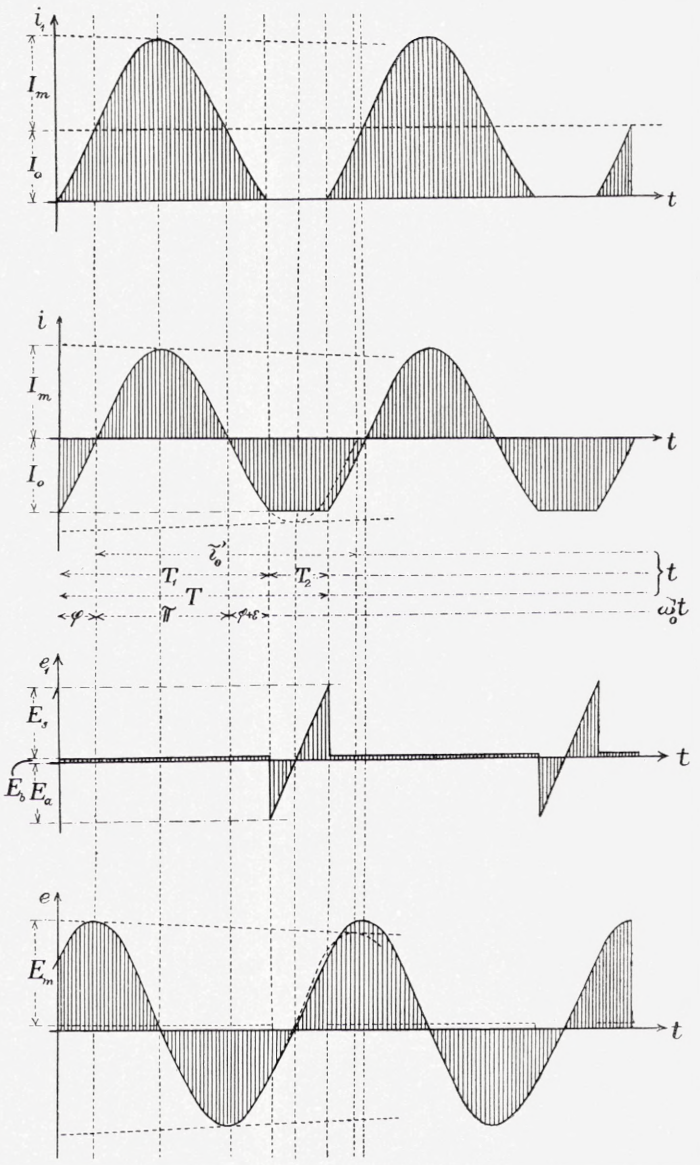


Fig. 9. Strøm- og Spændingskurver under Forudsætning af Barkhausens simple Karakteristik og for $R > 0$.

og

$$I_0 T_2 = C(E_s + E_b - E_a) = 2CE_s,$$

eller

$$T_2 = 2C\frac{E_s}{I_0} = 2\omega_0 LC\frac{I_m}{I_0}\cos\varphi = \frac{2}{\omega_0}\cot\varphi = \frac{\tau_0}{\pi}\cot\varphi. \tag{9}$$

Forholdet f_0 mellem den virkelige Periode $T = T_1 + T_2$ og Kredsens naturlige Periode τ_0 er følgelig

$$f_0 = \frac{T}{\tau_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}(\varphi + \cot\varphi) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\left(\operatorname{arctg}\frac{1}{k} + k\right). \tag{10}$$

Man har

$$\operatorname{arctg}\frac{1}{k} = \frac{\pi}{2} - k + \frac{1}{3}k^3 - \frac{1}{5}k^5 + \cdots$$

Indsættes dette i (10) faas

$$f_0 = 1 + \frac{k^3}{3\pi} - \frac{k^5}{5\pi} + \cdots \tag{11}$$

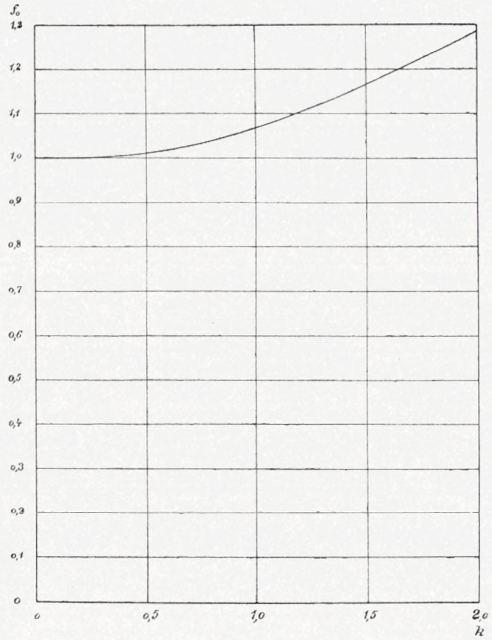


Fig. 10. Forholdet mellem Højfrekvensstrømmens Periode og Buekredsens naturlige Periode beregnet paa Grundlag af B-Teorien; afsat som Funktion af Parametren k.

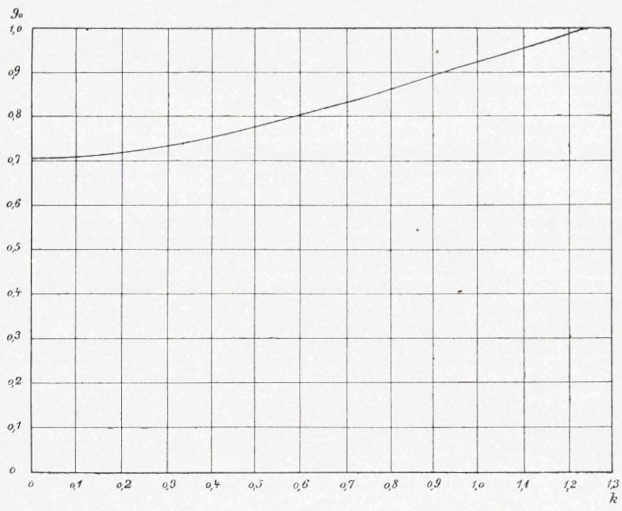


Fig. 11. Forholdet mellem Højfrekvensstrømmens effektive Værdi og Fødestrømmen beregnet paa Grundlag af B-Teorien; afsat som Funktion af Parametren k.

Fig. 10 viser, hvorledes f_0 afhænger af k. Man ser, at f_0 først for Værdier af k, der er større end 0,3, fjærner sig kendelig fra Værdien 1.

Forholdet g_0 mellem den effektive Værdi I af Strømmen i Buekredsen og Jævnstrømmen I_0 bestemmes ved:

$$g_0^2 = \frac{\frac{1}{\omega_0}\int_0^{\pi} I_m^2 \sin^2(\omega_0 t)\cdot d(\omega_0 t) + \frac{2}{\omega_0}\int_0^{\varphi} I_m^2 \sin^2(\omega_0 t)\cdot d(\omega_0 t) + T_2 I_0^2}{\tau_0 \cdot f_0 \cdot I_0^2}$$

$$= \frac{I_m^2\left(\frac{\pi}{2}+\varphi-\frac{1}{2}\sin 2\varphi\right)+2I_0^2\cot\varphi}{2\pi f_0 I_0^2} = \frac{(1+k^2)\left(\frac{\pi}{2}+\varphi\right)+k}{2\pi f_0}$$

$$= \frac{1}{2}\left(1+k^2-\frac{k^3}{\frac{\pi}{2}+\operatorname{arc\,tg}\frac{1}{k}+k}\right). \qquad (12)$$

Fig. 11 viser, hvorledes g_0 afhænger af k.
For smaa Værdier af k reduceres (12) til:

$$g_0 = \sqrt{\tfrac{1}{2}(1+k^2)} = \left(1+\tfrac{1}{2}k^2\right)\sqrt{\tfrac{1}{2}}, \qquad (13)$$

eller, naar $\frac{1}{2}k^2$ kan bortkastes i Sammenligning med 1,

$$g_0 = \sqrt{\tfrac{1}{2}} = 0{,}707.$$

For smaa Værdier af k er Værdien af g_0 meget nær lig med denne Grænseværdi.

Ved at indsætte k, taget fra (7), i (12) faas g_0 som Funktion af $\frac{I_0}{I_m}$; Resultatet heraf er fremstillet i Fig. 12.

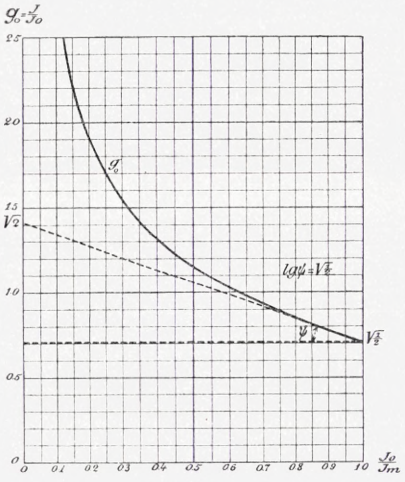


Fig. 12. Forholdet mellem Højfrekvensstrømmens effektive Værdi og Fødestrømmen beregnet paa Grundlag af B-Teorien; afsat som Funktion af $\frac{I_0}{I_m}$.

Man finder uden Vanskelighed, at $g_0 = \sqrt{\frac{1}{2}}$ for $\frac{I_0}{I_m} = 1$, og at g_0-Kurvens Tangent i dette Punkt danner en Vinkel Ψ med Aksen, hvor $\operatorname{tg}\Psi = -\sqrt{\frac{1}{2}}$.

For Værdier af $\frac{I_0}{I_m}$, der ikke afviger alt for meget fra 1, har man derfor med god Tilnærmelse (se Fig. 12):

$$g_0 = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\left(2-\frac{I_0}{I_m}\right). \qquad (14)$$

b. $R > 0$. Medens Buen brænder, kan Strømmen i i Buekredsen sættes lig med

$$i = I_m \cdot e^{-\varkappa t}\cdot \sin(\omega_0' t - \varphi). \qquad (15)$$

I den Tid, Buen er slukket, er $i = -I_0$.

Her skal for $t = 0$ de to Tilstande give samme Værdi for i, nemlig $i = -I_0$; følgelig er

$$\sin\varphi = \frac{I_0}{I_m} = \frac{1}{\sqrt{1+k^2}}. \qquad (16)$$

Medens Buen brænder, er Kondensatorspændingen e bestemt ved:

$$e = E_b + Ri + E_m \cdot e^{-\varkappa t} \cdot \cos(\omega_0' t - \varphi - \chi). \tag{17}$$

Da i er Kondensatorens Afladestrøm, skal man have

$$-i = C\frac{de}{dt},$$

altsaa

$$I_m \cdot \sin(\omega_0' t - \varphi) = CE_m[\varkappa \cos(\omega_0' t - \varphi - \chi) + \omega_0' \sin(\omega_0' t - \varphi - \chi)] - R\frac{di}{dt}. \tag{18}$$

Heraf faas uden Vanskelighed følgende Tilnærmelsesformel:

$$E_m = \rho \cdot I_m \quad \text{og} \quad \operatorname{tg}\chi = \frac{\varkappa}{\omega_0} = \frac{R}{2\rho}. \tag{19}$$

Da Buen, ifølge Forudsætning, lige netop tændes til Tiden $t = 0$, skal følgende Relation være opfyldt:

$$E_s = I_0 R + E_m \cdot \cos(\varphi + \chi). \tag{20}$$

Her er

$$\cos(\varphi + \chi) = \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+k^2}} \cdot \frac{\varkappa}{\omega_0}, \tag{21}$$

der indsat i (20) giver

$$E_s = k\omega_0 L I_0 + \frac{1}{2} R I_0,$$

eller

$$k = \frac{1}{\omega_0 L}\left(\frac{E_s}{I_0} - \frac{R}{2}\right) = \frac{E_s}{\rho \cdot I_0} - \frac{R}{2\rho}. \tag{22}$$

Her er det sidste Led som Regel forsvindende, saaledes at man kan sætte

$$k = \frac{E_s}{\rho \cdot I_0}. \tag{23}$$

Bestemmelse af Perioden. Som ovenfor betegnes Brændetiden ved T_1 og den Tid, i hvilken Buen er slukket, ved T_2, saaledes at Perioden T er bestemt ved $T = T_1 + T_2$.

Til Bestemmelse af T_2 haves

$$I_0 T_2 = (E_s + E_b - E_a) C = \left[\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=0} - \left(\frac{di}{dt}\right)_{t=T_1}\right] \cdot LC. \tag{24}$$

Her er

$$L \cdot \frac{di}{dt} = I_m \cdot L[\omega_0' \cos(\omega_0' t - \varphi) - \varkappa \cdot \sin(\omega_0' t - \varphi)] \cdot e^{-\varkappa t}, \tag{25}$$

altsaa

$$E_s = L\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=0} = I_m \cdot L(\omega_0' \cos\varphi + \varkappa \sin\varphi),$$

og

$$E_a - E_b = L\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=T_1} = I_m \cdot L\left[\omega_0' \cos(\omega_0' T_1 - \varphi) - \varkappa \sin(\omega_0' T_1 - \varphi)\right] \cdot e^{-\varkappa T_1}.$$

Det Tidspunkt T_1, til hvilken Buen slukkes, bestemmes ved

$$-I_0 = I_m \cdot e^{-\varkappa T_1} \cdot \sin(\omega_0' T_1 - \varphi),$$

eller

$$\sin\varphi + e^{-\varkappa T_1} \sin(\omega_0' T_1 - \varphi) = 0. \tag{26}$$

Af Udtrykkene for E_s og $E_a - E_b$ faas under Benyttelse af (26)

$$E_s - (E_a - E_b) = \omega_0' L I_m \left[\cos\varphi - e^{-\varkappa T_1} \cdot \cos(\omega_0' T_1 - \varphi)\right]. \tag{27}$$

Her kan man med god Tilnærmelse sætte $\omega_0' = \omega_0$; af (24) og den sidste Ligning faas da

$$T_2 = \frac{1}{\omega_0 \cdot \sin\varphi}\left[\cos\varphi - e^{-\varkappa T_1} \cdot \cos(\omega_0 T_1 - \varphi)\right].$$

Forholdet f mellem Højfrekvensstrømmens Periode T og Buekredsens Periode τ_0 er følgelig bestemt ved:

$$f = \frac{T}{\tau_0} = \frac{T_1 + T_2}{\tau_0} = \frac{1}{2\pi}\left(\omega_0 T_1 + \cot\varphi - \frac{\cos(\omega_0 T_1 - \varphi)}{\sin\varphi} \cdot e^{-\varkappa T_1}\right). \tag{28}$$

Perioden T er her bestemt som Funktion af T_1; det er derfor nødvendigt at bestemme denne sidste Størrelse, hvilket maa ske ved at løse den transcendente Ligning (26). For at faa et Indtryk af med hvilken Nøjagtighed det er nødvendigt at løse denne Ligning, vil vi beregne Differentialkvotienten af T med Hensyn til T_1, altsaa

$$\frac{dT}{dT_1} = 1 + \frac{1}{\omega_0 \sin\varphi}\left[\varkappa \cdot \cos(\omega_0 T_1 - \varphi) + \omega_0 \sin(\omega_0 T_1 - \varphi)\right] \cdot e^{-\varkappa T_1}, \tag{29}$$

der ved Benyttelse af (26) kan reduceres til

$$\frac{dT}{dT_1} = \frac{\varkappa}{\omega_0} \cdot \frac{\cos(\omega_0 T_1 - \varphi)}{\sin\varphi} \cdot e^{-\varkappa T_1}; \tag{30}$$

her er den sidste Faktor $\leqq 1$, saaledes at

$$\frac{dT}{dT_1} \leqq \frac{\varkappa}{\omega_0} = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{R}{2\rho}. \tag{31}$$

Der kræves derfor ikke nogen stor Nøjagtighed ved Bestemmelsen af T_1.

For $\varkappa = 0$ tilfredsstilles (26) af $\omega_0 T_1 = \pi + 2\varphi$; vi sætter derfor

$$\omega_0 T_1 = \pi + 2\varphi + \varepsilon, \tag{32}$$

hvorved Ligning (26) reduceres til

$$\cos\varepsilon + \sin\varepsilon \cdot \cot\varphi = e^{\frac{\varkappa}{\omega_0}(\pi + 2\varphi + \varepsilon)}. \tag{33}$$

I Almindelighed vil ε være lille, og i saa Fald reduceres (33) let til

$$\varepsilon = (\pi + 2\varphi) \cdot \frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{tg} \varphi , \tag{34}$$

hvor 2' og højere Potenser af ε og $\frac{\varkappa}{\omega_0}$ er bortkastede. Ved Udledningen af (34) er det endvidere forudsat, at $\frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{tg} \varphi << 1$; da $\operatorname{tg} \varphi$ kan antage meget store Værdier, maa denne Betingelse særlig undersøges. Man har

$$\frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{2\rho} \cdot \frac{1}{k} .$$

Vi finder senere, at man overhovedet kun kan anvende B-Teorien, naar $k > \sqrt{6 \frac{R}{\rho}}$; indføres denne Værdi i ovenstaaende Udtryk, faas

$$\frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{tg} \varphi \leq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{6\rho}} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\delta}{2}} . \tag{35}$$

Den ved (34) bestemte Værdi af ε giver derfor i Almindelighed en tilstrækkelig god Bestemmelse af T_1.

Ifølge (28) og (32) er:

$$\omega_0 T = \omega_0 T_1 + \omega_0 T_2 = \omega_0 T_1 + \operatorname{cot} \varphi + \frac{\cos(\varphi + \varepsilon)}{\sin \varphi} \cdot e^{-\varkappa T_1} . \tag{36}$$

Ved Hjælp af (32) og (34) faas af (36) følgende Tilnærmelsesformel for T:

$$\omega_0 T = \pi + 2\varphi + 2 \operatorname{cot} \varphi - (\pi + 2\varphi) \frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{cot} \varphi ,$$

og tilsvarende

$$f = \frac{T}{\tau_0} = \frac{1}{2} + \frac{\varphi}{\pi} + \frac{1}{\pi} \operatorname{cot} \varphi - \left(\frac{1}{2} + \frac{\varphi}{\pi} \right) \frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{cot} \varphi . \tag{37}$$

Denne Formel kan ifølge (10) med Tilnærmelse skrives

$$f = f_0 - \frac{R}{2\rho} k , \tag{38}$$

saaledes at f i Praksis kun afviger meget lidt fra f_0.

Til Bestemmelse af $g = \frac{I}{I_0}$ faas efter nogle Mellemregninger følgende Tilnærmelsesformel:

$$g^2 = \frac{\frac{1}{\sin \varphi} \left(\frac{\pi}{2} + \varphi - \frac{1}{2} \sin 2\varphi + (\pi + 2\varphi) \frac{\varkappa}{\omega_0} \operatorname{tg} \varphi \right) + 2 \operatorname{cot} \varphi \left(1 - \frac{\varkappa}{2\omega_0} (\pi + 2\varphi) \frac{1}{\cos^2 \varphi} \right)}{\pi + 2\varphi + 2 \operatorname{cot} \varphi - \frac{\varkappa}{\omega_0} (\pi + 2\varphi) \operatorname{cot} \varphi}$$

$$= \frac{\frac{\pi}{2} + \varphi + \frac{1}{2} \sin 2\varphi}{2\pi f \sin^2 \varphi} = \frac{(1 + k^2) \left(\frac{\pi}{2} + \varphi \right) + \frac{1}{k}}{2\pi f} . \tag{39}$$

Dette Udtryk er ganske analogt med Formel (12), saaledes at g med tilstrækkelig Tilnærmelse kan bestemmes ved Hjælp af den i Fig. 11 viste Kurve. Tælleren i g^2 er nøjagtig samme Funktion af $\sin\varphi = \frac{I_0}{I_m}$, som Tælleren i g_0 (se (12)). Det samme gælder med stor Tilnærmelse om f. Følgelig har man for g den med (14) analoge Tilnærmelsesformel

$$g = \sqrt{\frac{1}{2}\left(2 - \frac{I_0}{I_m}\right)}. \tag{40}$$

c. Parameteren k. I de foregaaende Udviklinger er der som Parameter indført Størrelsen k, om hvilken vi kun har forudsat, at den er lille, i hvert Fald mindre end 1. Naar Buekredsens Konstanter er givne, sætter imidlertid selve B-Teorien en lavere Grænse for k. Dette ses let saaledes: Betingelsen for, at man overhovedet kan anvende BARKHAUSEN's simple Teori, eller — udtrykt paa en lidt anden Maade — Betingelsen for, at man ifølge den nævnte Teori faar Svingninger af 2' Orden. er, at Buestrømmen falder til Nul, altsaa at den første Minimumsværdi af Buestrømmen $I_{1\min} \leq 0$. Med tilstrækkelig Tilnærmelse kan man sætte

$$I_{1\min} = I_0 + I_m \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin(\omega_0 t - \varphi), \tag{41}$$

hvor $\omega_0 t$ gives Værdien $\varphi + \frac{3}{2}\pi$, der indsat i (41) giver

$$I_{1\min} = I_0 - I_0\sqrt{1+k^2} \cdot e^{-\frac{R}{2\rho}\left(\frac{3}{2}\pi + \varphi\right)}. \tag{41$_1$}$$

Af Betingelsen $I_{1\min} \leqq 0$ faas derefter

$$1 + k^2 \geqq e^{\frac{R}{\rho}\left(\frac{3}{2}\pi + \varphi\right)}. \tag{42}$$

Da Eksponenten her altid er en lille Størrelse, reduceres dette Udtryk til

$$k \geqq \sqrt{\left(\frac{3}{2}\pi + \varphi\right)\frac{R}{\rho}}. \tag{42$_1$}$$

Betingelsen for, at man overhovedet kan anvende den simple Karakteristik, er derfor, med en for Øjemedet tilstrækkelig Nøjagtighed, at

$$k > \sqrt{6\frac{R}{\rho}}. \tag{43}$$

Heraf følger atter, at Tændspændingen E_s skal tilfredsstille følgende Relation

$$E_s \geqq I_0\left(\sqrt{6\rho R} + \frac{1}{2}R\right). \tag{44}$$

De i denne Paragraf udledede Konsekvenser af B-Teorien har alle været af ren formel Natur; vi skal nu gaa over til at undersøge, hvorvidt de nævnte Konsekvenser, for Poulsen-Buens Vedkommende, stemmer overens med Erfaringen.

4. Sammenligning af Konsekvenserne af B-Teorien med Erfaringen. Vi fandt ovenfor, at Parametren k ifølge (43) skal være større end $\sqrt{6\frac{R}{\rho}}$. Sættes her f. Eks. $R = 5$ Ohm og $\rho = 60$ Ohm, faas $k > 0{,}71$, hvortil ifølge Fig. 11 svarer $g > 0{,}83$, medens g i Virkeligheden for Poulsen-Buen meget nær har Værdien $\sqrt{\frac{1}{2}}$. Da saaledes selve Anvendeligheden af B-Teorien sætter en Minimumsgrænse for g, der er langt højere end den iagttagne Værdi, er denne Teori ikke i Overensstemmelse med Forsøgene. Uoverensstemmelsen kan ikke forklares ved Iagttagelsesfejl, idet der til den eksperimentalt fundne Værdi af g ifølge B-Teorien svarer ganske smaa Værdier af k, i hvert Fald ikke over 0,15; for større Værdier af k fjærner g sig efter Teorien ret stærkt fra Værdien $\sqrt{\frac{1}{2}}$.

B-Teorien kræver tillige, at Tændspændingen mindst antager den ved Ligning (44) bestemte Værdi; men maales den maksimale Spænding ved en med Buen parallel Gnistmikrometer — indskudt i Serie med en lille Kondensator for at hindre Kortslutning — viser det sig, at man finder langt lavere Værdier. Eks.: For $I_0 = 20$ Amp., $R = 3$ Ohm og $\rho = 400$ Ohm, hvortil ifølge (44) svarer $E_s = 1730$ Volt, begyndte Gnister at slaa regelmæssig over ved en Gnistlængde paa 0,01 mm. (Gnistbanen var udsat for Bestraaling af ultraviolet Lys fra en Bue). Den maksimale Spænding ligger derfor i Nærheden af den kritiske, 380 Volt. Den normale Tændspænding af Buen ligger saaledes langt lavere end de nævnte 1730 Volt; dette bekræftes ogsaa ved de senere foretagne Optagelser med Katodelysrør.

Dette gælder for den normale Poulsen-Bue med normal Elektrodeafstand, der ifølge 2 *a*. er meget nær lig med den minimale. Forøges Elektrodeafstanden saa meget som muligt, stiger Gnistlængden under de nævnte Forhold indtil 0,14 mm, svarende til en Tændspænding paa omkring 1100 Volt, altsaa betydelig nærmere ved den af B-Teorien krævede. Vi skal senere se, at Forholdene for unormal stor Elektrodeafstand i det hele taget er i ret god Overensstemmelse med B-Teorien.

5 a. Diskussion af Grundene til, at B-Teorien ikke finder Anvendelse paa Poulsen-Buen. Det foregaaende viser, at B-Teorien ikke giver nogen god Fremstilling af Forholdene i den normale Poulsen-Bue. Paa den anden Side kan det ikke ret vel betvivles, at to af den i Fig. 7 viste Karakteristiks mest udprægede Ejendommeligheder, nemlig den forholdsvis høje Tændspænding og den ret lave Brændespænding, saa nogenlunde svarer til de virkelige Forhold. Derimod er der en tredje Ejendommelighed ved Buefænomenet, som slet ikke kommer til sin Ret i Barkhausens Karakteristik, nemlig „Slukkespændingen", altsaa den højere Spænding paa Buen, der forefindes kort Tid før denne slukkes. I den nævnte Karakteristik indgaar ikke nogen særlig Slukkespænding, men den lave Brændespænding forudsættes at vedvare, lige indtil Buen slukkes. Det er velkendt, at dette ikke altid er Tilfældet, idet Slukkespændingen hyppig er betydelig højere end Brændespændingen. Dette fremgaar saaledes meget klart af A. Blondels foran nævnte Arbejde[12]). Naar Barkhausen

alligevel har undladt at tage Hensyn til Slukkespændingen ved Opstillingen af den ideale Karakteristik, skyldes dette utvivlsomt Ønsket om at gøre denne saa simpel som muligt. Paa den anden Side har en saadan ideal Karakteristik kun Betydning, forsaavidt de Konsekvenser, man drager af den, i Hovedsagen er i Overensstemmelse med de virkelige Forhold. Vi har for Poulsen-Buens Vedkommende vist, at dette ikke er Tilfældet, og det vil fremgaa af det efterfølgende, at Grunden hertil netop er, at Slukkespændingen for Poulsen-Buen's Vedkommende spiller en afgørende Rolle. Vi vil ligeledes faa Lejlighed til at se, at BARKHAUSENS Karakteristik under visse Omstændigheder gengiver de virkelige Forhold med god Tilnærmelse, og disse Omstændigheder forefindes hyppig ved de i Laboratoriet anstillede Forsøg, men derimod ikke hos den normale Poulsen-Bue.

b. Forholdene ved Buens Slukning. „Slukkespænding". Vi skal derfor gaa over til at betragte Forholdene umiddelbart før Buens Slukning lidt nærmere. I Fig. 13 fremstiller Kurven *abcde* Strømmen gennem Buen under Forudsætning af, at Buen tændes i Punktet *a* og derefter brænder under den konstante Brændespænding E_b. Strømkurvens Ligning er da

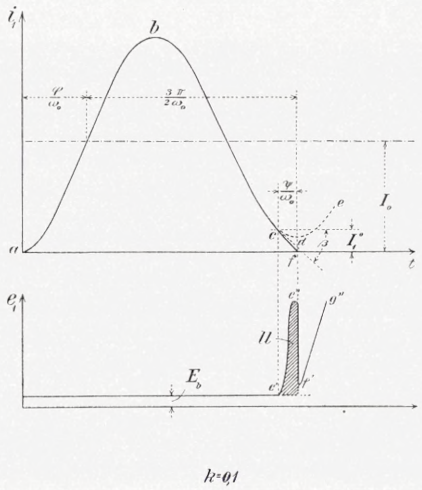


Fig. 13. Skematisk Fremstilling af Forholdene ved Buens Slukning.

$$i_1 = I_0 + I_m e^{-\varkappa t} \sin(\omega_0 t - \varphi). \qquad (45)$$

I dette Tilfælde, hvor Buestrømmen ikke gaar helt ned til Nul, vilde efter B-Teorien Strømkurven fortsættes ud over Punktet *d* som en dæmpet, harmonisk Svingning, der efterhaanden dør ud, saaledes at Buestrømmen er nogenlunde konstant, indtil Magnetfeltet slukker Buen og en ny svingende Udladning finder Sted. Det er Betingelserne for dette Tilfældes Indtræden, vi har behandlet foran i 3 *c*.

I Virkeligheden ligger Forholdene dog noget anderledes. Naar Buestrømmen er falden til en vis, ret lav Værdi I_1^0, hvilket i Fig. 13 er forudsat at ske i Punktet *c*, vil Buespændingen begynde at stige kendelig. Følgen heraf er, at Strømmen falder hurtigere, end Kurven *cd* angiver, og — i hvert Fald til en vis Grad — jo mindre Strømmen bliver, desto højere stiger Buespændingen og desto stejlere falder Strømkurven. Forsaavidt den ved (45) bestemte Strøm derfor overhovedet falder ned til Værdien I_1^0, ved hvilken Slukkespændingen begynder at gøre sig kraftig gældende, vil Resultatet derfor almindeligvis være, at Buen slukkes. Vi vil nu udlede Betingelsen for, at den ved (45) bestemte Buestrøm falder ned til Værdien $I_1^0 = a I_0$ eller derunder, hvor $a << 1$. Betingelsen herfor er, at

$$1 - \sqrt{1 + k^2} \cdot e^{-\frac{R}{2\rho}\left(\frac{3}{2}\pi + \varphi\right)} \leqq a,$$

eller

$$(1-a)^2 \cdot e^{\frac{R}{\rho}\left(\frac{3}{2}\pi+\varphi\right)} \leqq 1+k^2. \tag{46}$$

For den normale Poulsen-Bue vil a altid være en forholdsvis lille Størrelse, og som sædvanlig er $R << \rho$. Af (46) kan derfor udledes følgende Tilnærmelsesformel:

$$\frac{R}{\rho}\left(\frac{3}{2}\pi+\varphi\right) \leqq 2a+k^2. \tag{47}$$

Her er φ lidt mindre end $\frac{\pi}{2}$, medens k^2 som Regel er betydelig mindre end $2a$, Ligning (47) kan derfor med en for det foreliggende Øjemed tilstrækkelig Nøjagtighed erstattes af

$$3\frac{R}{\rho} \leqq a \quad \text{eller} \quad I_1^0 \geqq 3 I_0 \frac{R}{\rho}. \tag{48}$$

Ifølge (48) skal Slukkespændingen nødvendigvis begynde at gøre sig gældende, naar Buestrømmen er falden til en Værdi, der er større end, eller i det mindste lig med $3 I_0 \frac{R}{\rho}$. Kun i saa Fald slukkes Buen een Gang for hver Periode, og kun da faar man regelmæssige kontinuerlige Højfrekvensstrømme.

c. Slukkespændingens Integralværdi. Dennes Minimumsværdi. Nok saa vigtigt er det imidlertid at undersøge, hvor stor Slukkespændingens Integralværdi i det mindste skal være for at slukke Buen, idet vi ved Integralværdien forstaar $U = \int (e_1 - E_2) \cdot dt$, hvor Integralet udstrækkes over den Tid, Slukningen varer. Her møder vi imidlertid den Vanskelighed, at Loven, hvorefter Slukkespændingen varierer, ikke er kendt; dens Bestemmelse frembyder store eksperimentale Vanskeligheder og kan ikke tages op ved denne Lejlighed. Da det imidlertid i første Linie kun gælder om at komme til en kvalitativ Forstaaelse af Forholdene, vil vi gaa den Vej, at vi bestemmer den mindste Værdi, U kan antage under de givne Omstændigheder. I dette Øjemed vil vi begynde med at bestemme den Vinkel β, som Tangenten i Punktet c danner med Abscisseaksen. Med de i Fig. 13 benyttede Betegnelser, og idet $\omega_0 t = \frac{3}{2}\pi + \varphi - \psi$, har man

$$\operatorname{tg}\beta = \left(\frac{di_1}{dt}\right)_{\omega_0 t = \frac{3}{2}\pi+\varphi-\psi} = -\omega_0 I_0 \sqrt{1+k^2}\left(\sin\psi - \frac{R}{2\rho}\cos\psi\right) \cdot e^{-\frac{R}{2\rho}\left(\frac{3}{2}\pi+\varphi-\psi\right)}. \tag{49}$$

I Punktet c er Buestrømmens Værdi I_1^0 bestemt ved

$$I_1^0 = I_0\left(1 - \sqrt{1+k^2}\cdot\cos\psi \cdot e^{-\frac{R}{2\rho}\left(\frac{3}{2}\pi+\varphi-\psi\right)}\right). \tag{50}$$

Vi gaar derefter over til en nærmere Betragtning af Forholdene ved Slukningen. I Punktet c (Fig. 14), hvor Buestrømmen har Værdien I_1^0, aftager Strømmen med Hastigheden

$$\frac{di_1}{dt} = \operatorname{tg}\beta.$$

Mellem Buespænding og Kondensatorspænding haves i Overensstemmelse med (4) følgende Relation

$$e_1 = e - L\frac{di_1}{dt}, \tag{51}$$

idet vi ser bort fra det af Modstanden i Buekredsen bevirkede Spændingsfald, der kun spiller en ganske underordnet Rolle.

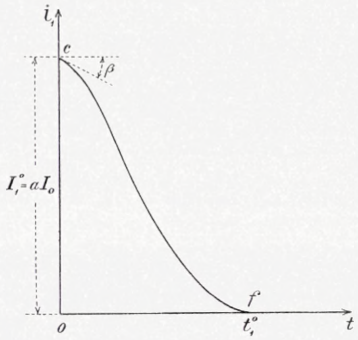


Fig. 14. Skematisk Fremstilling af Strømforløbet ved Buens Slukning.

Da Bueslukningen lige netop begynder i Punktet c, har man (Fig. 14)

$$(e_1)_{t=0} = E_b = (e)_{t=0} - L\operatorname{tg}\beta. \tag{52}$$

Vi forudsætter nu for Simpelheds Skyld, at $a = \frac{I_1^0}{I_0}$ er en saa lille Størrelse, at vi med tilstrækkelig Tilnærmelse under hele Forløbet af Slukningen kan betragte Kondensatorens Ladestrøm som konstant lig med $-I_0$. Denne Forudsætning vil ved den normale Poulsen-Bue være opfyldt med ret stor Tilnærmelse. Kondensatorens Spænding under Slukningen er da bestemt ved

$$e = (e)_{t=0} + \frac{I_0}{C}\cdot t. \tag{53}$$

Følgelig er

$$e_1 - E_b = \frac{I_0}{C}t - L\left(\frac{di_1}{dt} - \operatorname{tg}\beta\right), \tag{54}$$

og

$$U = \int_0^{t_1^0}(e_1 - E_b)\cdot dt = \frac{1}{2}\frac{I_0}{C}\cdot t_1^{0\,2} + L\operatorname{tg}\beta\cdot t_1^0 + LI_1^0, \tag{55}$$

hvor t_1^0 er den Tid, Slukningen varer. Af (55) ses, at U kun afhænger af Tilstanden ved Slukningens Begyndelse, af Slukningstidens Længde og saa, selvfølgelig, af Buekredsens Konstanter, medens U derimod er uafhængig af selve Slukningens Forløb.

U bliver saa lille som mulig for

$$t_1^0 = -\frac{1}{\omega_0^2 I_0}\cdot\operatorname{tg}\beta, \tag{56}$$

og

$$U_{\min} = LI_1^0 - \frac{1}{2}\frac{L\operatorname{tg}^2\beta}{\omega_0^2 I_0}. \tag{57}$$

Indføres heri de ved (49) og (50) givne Udtryk for $\operatorname{tg}\beta$ og I_1^0, og gaar man ud fra følgende i Praksis opfyldte Forudsætninger, 1) $k^2 << 1$, 2) ψ er en saa lille Størrelse, at man med tilstrækkelig Tilnærmelse kan sætte $\sin\psi = \psi$, og $\cos\psi = 1 - \frac{\psi^2}{2}$, 3) $\psi >> \frac{R}{2\rho}$, faas følgende simple Tilnærmelsesformel

$$U_{\min} = \frac{1}{\omega_0} \cdot I_0 R \left(\frac{3}{4}\pi + \frac{\varphi}{2} \right), \tag{58}$$

eller, da φ er lidt mindre end $\frac{\pi}{2}$, med tilstrækkelig Tilnærmelse

$$U_{\min} = \frac{3}{\omega_0} I_0 R. \tag{59}$$

Samtidig faas af (56) følgende Tilnærmelsesværdi

$$t_1^0 = \frac{\psi}{\omega_0}. \tag{60}$$

Den til $U_{\min}$ svarende gennemsnitlige Spændingsforhøjelse P under Slukningen er bestemt ved

$$P = \frac{U_{\min}}{t_1^0} = \frac{3}{\psi} \cdot I_0 R. \tag{61}$$

6. Skitsemæssig Fremstilling af Poulsen-Buens Virkemaade. A-Teorien. Vi skal derefter gaa over til en lidt nærmere Omtale af Forholdene ved Tændingen; men førend dette sker, maa vi et Øjeblik betragte Magnetfeltets Indvirkning paa Buefænomenet, og i det hele taget give en skitsemæssig Fremstilling af Poulsen-Buens Virkemaade.

Det magnetiske Felt bevirker, at Buen drives udad, desto stærkere, jo stærkere Feltet er. Det er ikke alene Buen selv, men ogsaa dens Fodpunkter (Kratere), der bevæges udad af Feltet, et Forhold, som vi senere kommer udførlig ind paa. Denne Uddrivning — Udblæsning — af Buen bidrager i høj Grad til en hurtig Afionisering af denne.

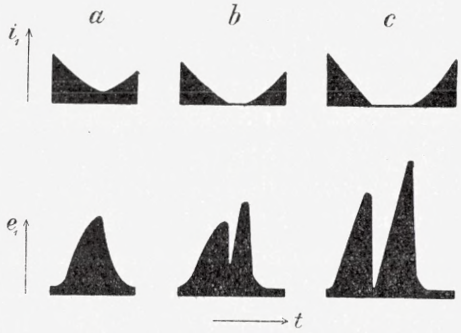


Fig. 15. Skematisk Fremstilling af Magnetfeltets Indflydelse paa Buens Slukning og Tænding for forskellig Feltintensitet.

Er Feltet forholdsvis svagt, faar man det i Fig. 15*a* skitserede Tilfælde, hvor Buen ikke slukkes helt, idet Buespændingen, der stiger forholdsvis hurtig paa Grund af Kondensatorspændingens hurtige Stigning, atter bevirker en forøget Strøm gennem Buen, uden at denne har været helt slukket. Man faar paa denne Maade Svingninger af 1ste Art, men nærmende sig stærkt til saadanne af 2den Art. Som vi senere skal se, er denne Tilstand dog ret instabil.

Med noget stærkere Felt faar man det i Fig. 15*b* skitserede Tilfælde, hvor Buen virkelig slukkes, men forholdsvis langsomt, saaledes at Buespændingen ved Slukningen kun falder forholdsvis lidt under Slukkespændingens Maksimalværdi. Medens Buen er slukket, stiger Buespændingen med samme Hurtighed som Kondensatorspændingen, og naar Buespændingen har naaet en vis Højde, tændes Buen atter. Ved smaa Elektrodeafstande — og, som vi senere skal se, er det netop saadanne, man her arbejder med — behøver den maksimale Tændspænding ikke at være væsentlig højere end den maksimale Slukkespænding. Afioniseringen er ganske vist bedre ved Tændingen end

ved Slukningen, men til Gengæld kan Buen tænde sig med kortere Længde, end den havde ved Slukningen, da Tændingen kan foregaa mellem Elektroderandene, medens Slukningen foregaar noget inde paa Elektroderne, idet Buen af Magnetfeltet drives fra Tændstillingen til Slukkestillingen. Gøres Feltet endnu stærkere, faas det i Fig. 15 *c* viste Tilfælde; her slukkes Buen saa hurtig, at Buespændingen ved Overgangen til den strømløse Tilstand falder ret langt ned for atter at vokse op med samme Hurtighed som Kondensatorspændingen — indtil Tændspændingen naas*). Paa Grund af den lidt længere Tid, der hengaar mellem Slukning og Tænding, vil Tændspændingen her være noget højere end Slukkespændingen, men dog ikke væsentlig højere, naar Elektrodeafstanden er kort. Derimod bevirker det stærkere Felt en udpræget Tvedeling af Spændingskurven, der saaledes faar to Toppe, hvoraf den sidste er lidt, men ogsaa kun lidt, højere end den første.

Den her fremsatte Opfattelse afviger, som det ses, ret stærkt fra B-Teorien, altsaa fra den paa BARKHAUSENS Karakteristik baserede, for Tiden raadende Teori. Denne fæster udelukkende Opmærksomheden paa Tændspændingen og de Forhold, der staar i Forbindelse med denne. En høj Tændspænding er derefter nødvendig for at faa en effektiv Buegenerator, og de af POULSEN angivne Midler til at forøge Duddellbuens Effektivitet søges netop forklarede ud fra det Synspunkt, at de tjener til at forhøje Tændspændingen. For denne Teori spiller Slukkespændingen ingen som helst Rolle.

For den her fremsatte Opfattelse, som vi kort vil kalde A-Teorien, stiller Sagen sig paa det nærmeste omvendt; her kræves, at Buen skal være i Stand til at udvikle den fornødne Slukkespænding, medens Tændspændingen bør være saa lille som mulig og kun i ringe Grad overstige Slukkespændingen.

Vi har i det foregaaende paavist, at Konsekvenserne af B-Teorien for Poulsen-Buens Vedkommende ikke stemmer med Erfaringen; vi vil nu gaa over til at undersøge, hvorledes det i saa Henseende forholder sig med A-Teorien.

7. Eksperimentel Prøvelse af A-Teorien. a. Buespændingens Forløb. Den mest direkte Maade at undersøge Rigtigheden af de her fremsatte Anskuelser paa er at optage Buens Spændingskurve, medens den virker som Generator for kontinuerlige højfrekvente Strømme. Ud fra de i Indledningen fremdragne Synspunkter har jeg til denne Undersøgelse ikke ment at turde benytte den af HAUSRATH angivne Metode med Brauns Rør. Tilbage staar formentlig da kun Anvendelsen af Gehrckes Katodelys-Oscillograf[25]). Denne Metode har den Fordel, at den giver en direkte, oscillografisk Fremstilling af Spændingsforløbet og ikke, som den ovenfor nævnte, et „Middelforløb" af flere Millioner Perioder. En Mangel ved Metoden er den

*) Det pludselige Fald i Buespænding er lig med den ved Slukningen indtrædende, pludselige Variation i $L \frac{di}{dt}$.

ringe Lysintensitet, der staar til Raadighed, naar Registreringshastigheden er stor, en Vanskelighed, der er særlig stor for Tiden, da de følsomste fotografiske Plader ikke er i Handelen. En anden Vanskelighed ved Anvendelsen af Gehrckes Katodelysrør er den, at selv de maksimale Spændinger paa Buen, der normalt fremkommer ved de her benyttede Opstillinger, er for lave til at faa Røret til at lyse. Denne Vanskelighed kan man dog komme over ved at polarisere Røret med en tilstrækkelig høj, konstant Spænding. Opstillingen er vist i Fig. 16, hvor G betegner Gehrckes Rør, FP den fotografiske Plade, HS det hurtig roterende Spejl. I Serie med Røret og Buen er indskudt et Batteri paa 500 Volt, og for at hindre, at der kommer nogen videre Jævnstrøm gennem Røret — hvorved dette bliver „trægt" — er der i Serie dermed indskudt en meget stor Glødelampemodstand LB_1 og en mindre Modstand LB_2. Rørets Tændspænding ligger omkring 6 à 700 Volt, og da Buens Brændespænding i Almindelighed ligger i Nærheden af 50 Volt eller endog betydelig lavere, vil Røret kun lyse i de Tidsrum, hvor Buespændingen er en Del højere end Brændespændingen. For paa den anden Side at faa de „Lysglimt", der kommer, saa udprægede som muligt, var den store Modstand LB_1 shuntet med en Kondensator C', hvis Kapacitet var 25000 cm. En Overslagsregning viser, at Kondensatoren C' overfor de hurtige Spændingsstød, det her drejer sig om, praktisk talt virker som en Kortslutning af Modstanden LB_1.

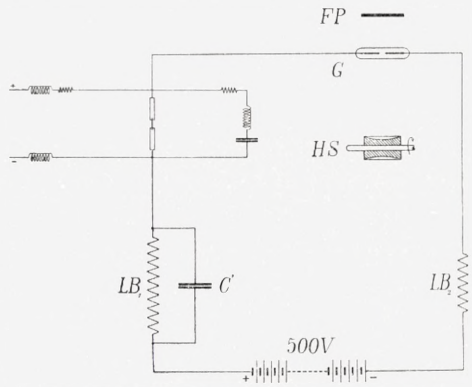


Fig. 16. Diagram for Anvendelsen af Gehrckes Katodelys-Oscillograf.

I Fig. 17 (Side 256) er vist Gengivelser af en Del af de saaledes optagne Oscillogrammer, a, c og d viser det normale Udseende af disse Oscillogrammer, der, som man ser, ganske svarer til de i Fig. 15 c viste Spændingskurver og i det hele taget er i god Overensstemmelse med A-Teorien. Gøres Feltet noget svagere, faas Optagelser som den i Fig. 17 e viste, der har samme Karakter som Fig. 15 a. Denne oscillografiske Undersøgelse viser paa utvetydig Maade, at der for den normale Poulsen-Bue kun er ringe Forskel paa Slukkespænding og Tændspænding, og har saaledes fuldstændig bekræftet den her fremsatte Opfattelse.

b. Forklaring af de eksperimentalt fundne Værdier af Forholdet g og Tændspændingen E_s. Vi vil nu gaa over til at betragte de ovenfor fremhævede Punkter, paa hvilke B-Teorien kom til kort, for at se, om A-Teorien stemmer bedre overens med de ved Forsøgene fundne Resultater. Vi vil i den Anledning først danne os et Skøn over Størrelsen af de maksimale Buespændinger, som A-Teorien kræver. Ifølge (61) er den gennemsnitlige Slukkespænding bestemt ved

$$P = \frac{3}{\varphi} I_0 R.$$

Vi vil her og i det følgende gaa ud fra, at Vinklen ψ ikke varierer meget fra det ene Tilfælde til det andet, en Antagelse, der bekræftes ved en nærmere Undersøgelse af de optagne Oscillogrammer. Hvad selve Værdien af ψ angaar, da kan den ikke bestemmes med nogen større Nøjagtighed af det foreliggende Materiale, men rent skønsmæssig er den fastsat til 0,6, saaledes at (61) derved reduceres til

$$P = 5 I_0 R. \tag{62}$$

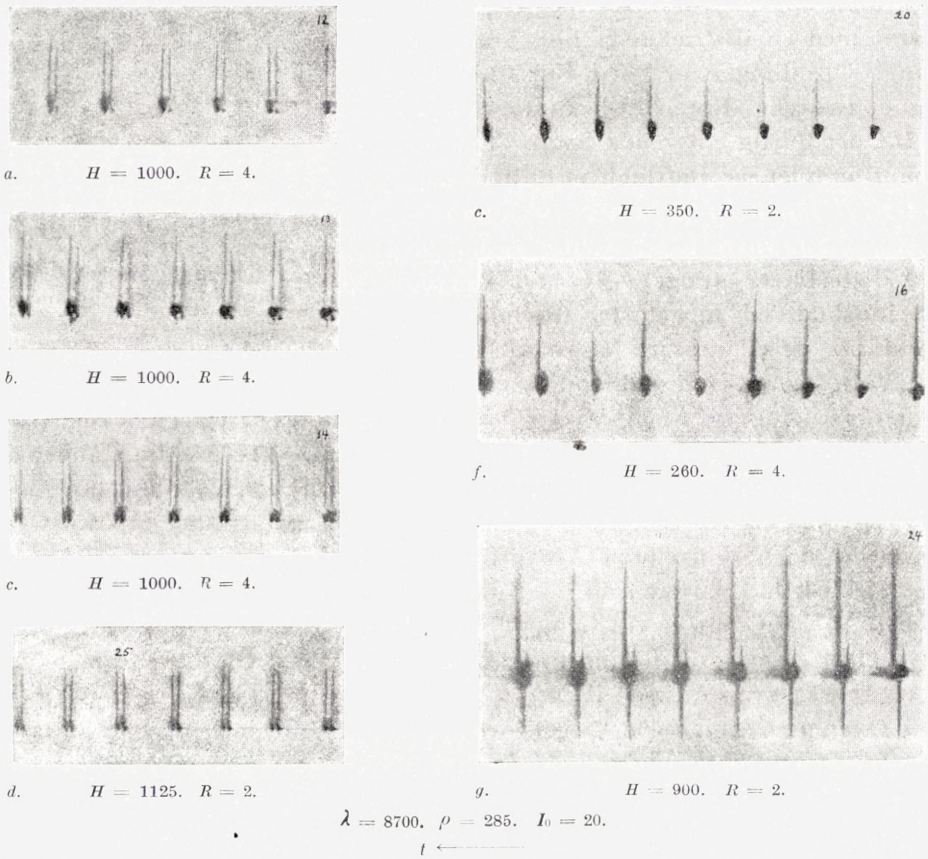


Fig. 17. Oscillogrammer af Buespændingen optagne med Gehrckes Katodelys-Oscillograf.

For det under 4. nævnte Eksempel, hvor $I_0 = 20$ Amp. og $R = 3$ Ohm, bliver derfor $P = 300$ Volt. Nu er den maksimale Slukkespænding en Del højere end den gennemsnitlige, og Tændspændingen noget højere end Slukkespændingen, saa alt i alt maatte man vente, at den maksimale Tændspænding vilde blive noget højere, end den i 4. fundne Værdi 380 Volt, men Uoverensstemmelserne er i hvert Fald ringere end ved B-Teorien. Naar hertil kommer, at de maksimale Spændinger er meget kortvarige, hvorved Gnistmikrometrets Angivelser erfaringsmæssig bliver for smaa, selv naar Gnistbanen bestraales af ultraviolet Lys, saa maa Overensstemmel-

sen for den nye Teoris Vedkommende siges at være saa god, som det paa Forhaand var at vente. En Bestemmelse af de maksimale Buespændinger paa Grundlag af Oscillogrammer førte heller ikke til noget sikkert Resultat, men gav Værdier omkring 300 til 500 Volt. En fuldstændig Klarlæggelse af disse Forhold kan først ventes efter en mere indgaaende eksperimental og teoretisk Undersøgelse af Forholdene ved Buens Slukning og Tænding. Kun saa meget kan allerede nu siges, at A-Teorien i Hovedsagen er i Overensstemmelse med Erfaringen paa dette Punkt.

Det næste Spørgsmaal angaar Værdien af g, der ifølge B-Teorien bliver for høj, idet denne Teori kræver, at Parametren k er større end den ved (43) bestemte Minimumsværdi. Dette hænger igen sammen med den høje Tændspænding i B-Teorien, idet k og E_s ifølge (23) er proportionale. Ifølge A-Teorien er Tændspændingen forholdsvis lille, og selv om Værdien af g under disse her betragtede Forhold ikke afhænger ganske paa samme Maade af den ved (23) bestemte Værdi af k, som i B-Teorien, saa er det paa den anden Side indlysende, at den ringe Værdi af Tændspændingen betinger en langsom Stigning af Buestrømmen umiddelbart efter Tændingen, saaledes at Strømkurven i det væsentlige kommer til at bestaa af en Sinuskurve, der til at begynde med skærer Aksen under en meget lille Vinkel. Som Følge deraf vil Værdien af g ligge i Nærheden af $\sqrt{\frac{1}{2}}$. Den eksakte, teoretiske Værdi kan kun gives under bestemte Forudsætninger om Forløbet af Slukning og Tænding, men det er i hvert Fald sikkert, at den maa ligge meget nær ved den eksperimentalt fundne, 0,71. A-Teorien er saaledes ogsaa paa dette Punkt i Overensstemmelse med Erfaringen og giver en naturlig Forklaring paa den erfaringsmæssig fundne Værdi af g.

8. **Elektrodeafstandens Indflydelse paa Bue-Generatorens Virkemaade.** Som fremhævet i 2 *a*. er Elektrodeafstanden forholdsvis lille i den normale Poulsen-Bue og ikke meget forskellig fra den kritiske. Vi vil nu gaa over til at betragte Virkningen af en Forøgelse af Elektrodeafstanden, medens Feltintensitet og Fødestrøm holdes konstant, den sidste ved Udskydelse af Forlagsmodstand. Efterhaanden som Elektrodeafstanden bliver større og større, vil den procentvise Forskel i Buelængden ved Slukning og Tænding bliver mindre og mindre og følgelig Tændspændingen forholdsvis højere og højere. Fig. 17 *b* viser Resultatet af en lille Forøgelse af Elektrodeafstanden ud over den normale — c. 1,5 Gange saa stor. Ved Sammenligning med Fig. *a* og *c* (der begge har normal Buelængde og iøvrigt er optagne under de samme Forhold umiddelbart før og efter *b*) ses, at Tændspændingen allerede har antaget en noget højere Værdi. Denne højere Tændspænding betinger atter en hurtigere Stigning af Strømmen ved Tændingen, og ligeledes et stejlere Fald af Strømmen ved Slukningen. Dette sidste Forhold bevirker en Formindskelse af Slukkespændingen og et stærkt Fald i Buespændingen i Slukningsøjeblikket (Fig. 13 og 14). Følgen bliver, at Buespændingen umiddelbart efter Slukningen bliver negativ. Disse Forhold er søgt anskueliggjorte ved Hjælp af den skematiske

Fig. 18. Her viser *a* Strøm- og Spændingskurve for den normale Poulsen-Bue med normal Elektrodeafstand, medens *b* giver Forløbet af Strøm og Spænding, naar Elektrodeafstanden er gjort en Del større end den normale. Slukkespændingen er her betydelig mindre end ved *a*, og der er straks efter Slukningen en ret stor negativ Buespænding. Denne negative Buespænding vil virke afioniserende paa Buen og følgelig give en forhøjet Tændspænding. Forøges Elektrodeafstanden yderligere, vil disse Forhold blive endnu mere udprægede, saaledes som antydet i Fig. 18 *c*. Forholdene stemmer her ganske overens med B-Teorien. At dette virkelig i Hovedsagen forholder sig saaledes, fremgaar af Fig. 17 *d* og *g*, der er optagne under ganske analoge Forhold*), kun at Elektrodeafstanden i *g* er ca. 4 mm, medens den i *d* er den normale, nemlig ca. 1 mm. Man ser, at Spændingsoscillogrammet i Fig. *g* ganske svarer til det, man efter B-Teorien maatte vente. Samtidig med Elektrodeafstanden stiger Fødespændingen, i det nævnte Tilfælde fra 85 til 160 Volt. For samme Fødestrøm er Højfrekvensstrømmen i Overensstemmelse med B-Teorien lidt større i sidste Tilfælde end for den normale Elektrodeafstand $\left(g > \sqrt{\frac{1}{2}}\right)$; men Nyttegraden er tiltrods herfor paa Grund af den høje Fødespænding betydelig lavere end den normale. At Nyttegraden er lavere for den store Elektrodeafstand, er blandt andet en Konsekvens af den med den forøgede Buelængde følgende højere Værdi af Brændespændingen. Ogsaa paa anden Maade er den store Elektrodeafstand uheldig, idet Buen bliver tilbøjelig til at gaa ud — sammenlign f. Eks. Barkhausens Stabilitetsbetragtninger med Hensyn til Buetændingen Side 87 o. flg. i det under 8 a opførte Arbejde. Den stærkt forøgede Spændingsvariation mellem Sluknings- og Tændingsøjeblikket bevirker ogsaa en tilsvarende Forøgelse af „Ladetiden" og en tilsvarende stor „Frekvenssensibilitet" hos Generatoren. Endelig er, teknisk set, de høje Buespændinger i og for sig en Gene. Det er saaledes fuldtud forklarligt, at man ved Poulsen-Buen arbejder med den mindst mulige Elektrodeafstand, og det er ligeledes forstaaeligt, hvorfor saa mange af de anstillede Laboratorieundersøgelser, der, mer eller mindre be-

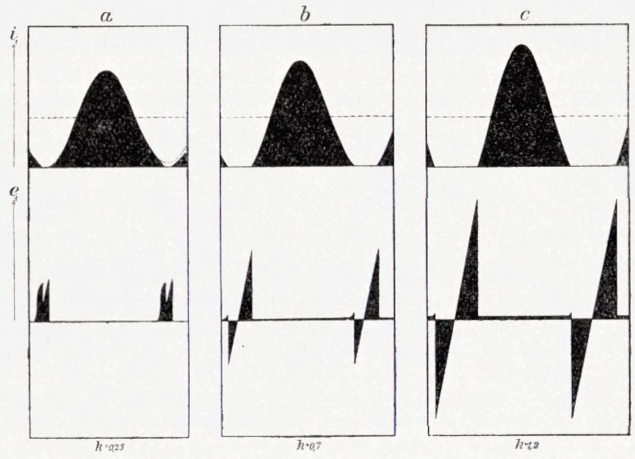


Fig. 18. Skematisk Fremstilling af Strøm- og Spændingsforløbet for Bue-Generatorer med forskellig Elektrodeafstand.

*) Det til *g* nøjagtig svarende Spændingsoscillogram med normal Buelængde blev ogsaa optaget, men var for lyssvagt til Reproduktion. Det havde ganske samme Karakter som *a*, *c* og *d*. (I Fig. 17 vokser Tiden fra højre til venstre, i Fig. 18 omvendt).

vidst, er udførte i Tilknytning til B-Teorien, har givet Resultater, der kun har ringe Tilknytning til de praktiske Forhold.

Formindsker man derimod Elektrodeafstanden, efter at Buen har været normalt indstillet, idet Forholdene iøvrigt holdes konstante, saa vil Gentændelsen ved Elektrodernes Rand lettere og lettere finde Sted, efterhaanden som Elektrodeafstanden bliver mindre. Man naar derfor snart en Tilstand, i hvilken Buen i Stedet for at gaa ud passeres af en ret stor Minimumsstrøm; naar denne Tilstand er naaet, vil Forholdene af sig selv hurtig udvikle sig saaledes, at Buestrømmen bliver konstant. Dette stemmer fuldstændig overens med det i 2a. nævnte Forhold, nemlig, at Buen kræver en vis Minimumslængde for at være aktiv.

9. Magnetfeltets Indflydelse paa Bue-Generatorens Virkemaade. a. Buefotografier. For at komme til Klarhed angaaende Magnetfeltets Virkemaade er der anstillet en Række Forsøg og navnlig ogsaa optaget en Mængde Fotografier af Buer og disses Kratere ved Hjælp af den i Fig. 6 antydede Opstilling, for hvilken der er nærmere gjort Rede foran paa Side 237. Billederne falder i 3 Grupper: 1. stationære Kraterbilleder tagne fra oven gennem Glimmervinduet g_1, Linsen B_1 og fra Spejlet Sp_1, reflekteret hen paa Pladen FP_1; 2. Krateroscillogrammer, ligeledes tagne fra oven, hvor Lysstraalerne, inden de falder paa den fotografiske Plade FP_3, først træffer det hurtig roterende Spejl Sp_2; 3. Profilbilleder af Buen tagne gennem Glimmervinduet g_2 og Linsen B_2 paa Pladen FP_2. I alle Tilfælde brugtes Lukkere (L_1 og L_2) med en Eksponeringstid af ca. 0,01 Sekund. Særlig de under 2. og 3. nævnte Optagelser har i høj Grad bidraget til at klare Buens Opførsel i et magnetisk Felt under forskellige Forhold.

b. Normale Krateroscillogrammer. Er Buegeneratoren indstillet paa normal Maade, det vil sige med den efter Forholdene heldigste Elektrodeafstand og med det fordelagtigste Magnetfelt — eller et Felt, der ikke er alt for meget stærkere end dette — faas Krateroscillogrammer af den paa Tavle I Fig. *a*—*d* og Tavle IV, Fig. *a*, viste Type. Fig. a_1 paa Tavle IV viser det til Fig. *a* svarende Profilbillede af Buen optaget samtidig med Fig. *a*. (Ved Kopieringen af alle Krateroscillogrammer er Billedet af det negative „Krater", — hvis Lysintensitet er langt højere end det positive „Kraters", — eksponeret noget længere end Billedet af det positive Krater. Betegnelsen „Krater" er brugt om Buens Fodpunkter paa begge Elektroder til Trods for, at der, i hvert Fald paa den positive Elektrode, ikke findes noget egentligt Krater). Tavle I Fig. *c* og *d* er forskellig eksponerede Kopier af samme Flade, der hver for sig fremhæver visse Ejendommeligheder ved det tilsvarende Oscillogram. De nødvendige Oplysninger om Oscillogrammerne og de Forhold, under hvilke de er optagne, findes iøvrigt paa selve Tavlerne; saaledes viser smaa Skitser den positive og negative Elektrodes Beliggenhed; Pile, mærket t, den Retning paa Oscillogrammet, i hvilken Tiden vokser; Liniestykker mærket τ angiver Længden af Perioden; Maalestokke Størrelsesforholdet vinkelret paa Tidsaksen. Endvidere er Buekredsens Konstanter vedføjet de enkelte Optagelser.

Tavle I Fig. *a* svarer til en Optagelse med det gunstigste Felt under de foreliggende Forhold ($\lambda = 8700$ m, $R = 1$ Ohm); her ses ikke ret meget til det negative Krater, der i Hovedsagen forløber paa den mod den positive Elektrode vendende Del af Kulelektroden. Paa Pladen ses dog tydelig Kraterets periodiske Karakter; denne er imidlertid langt mere fremtrædende paa Billedet af Anodekrateret. Fig. *b* svarer til en noget kortere Bølgelængde (4300 m) og til et Felt, der er lidt stærkere end det fordelagtigste. Oscillogrammet er her ret tydeligt af begge Kratere, dog særlig det positive. Ogsaa Oscillogrammet af selve Buen ses mellem de to Kraterbilleder. Fig. *c* og *d* viser Forholdene for en Bølgelængde paa 6000 m og en Feltstyrke, der er noget højere end den fordelagtigste. Her er baade det negative og positive Kraterbillede samt selve Buebilledet meget klart. I alle tre paa Tavle I viste Tilfælde brændte Buen i Gas; derimod viser Tavle IV Fig. *a* Oscillogrammet af en Bue i Brint, med en Feltintensitet kun lidt over det normale og med en lidt for lang Buelængde. I Brint bestaar Buen kun af selve den violette Kærne, medens denne i Gas er omgivet af en grønlig Aureole.

Det fremgaar tydelig af disse Oscillogrammer, at Buen een Gang i hver Periode tændes ved eller paa Elektrodernes Rand for derefter af Magnetfeltet at drives ud, saaledes at Kraterne i Løbet af Perioden fjerner sig fra Randen. Ved Periodens Slutning slukkes Buen i den yderste Stilling for derefter, som nævnt, atter at tændes mellem Randene. Man ser tillige, at denne Proces gentager sig med stor Regelmæssighed. Den teoretiske Form af disse normale Kraterbilleder er vist i Fig. 19 *I* og vil blive omtalt nedenfor.

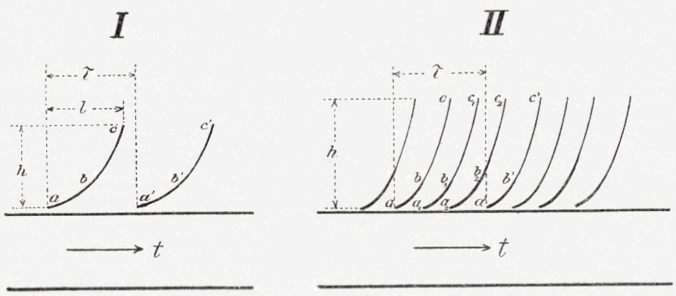


Fig. 19. Den teoretiske Form af Krateroscillogrammer.

Til Hjælp ved en nærmere Betragtning af Krateroscillogrammerne vil vi søge at bestemme den teoretiske Form af Kraterbilledet indenfor en Periode. Vi kan dog ikke vente nogen stor Overensstemmelse mellem det teoretiske Resultat og Virkeligheden; dels vil Katoden altid fortæres mere eller mindre, hvorved dens Overflade taber sin geometrisk veldefinerede Form, men navnlig er vort Kendskab til Bevægelsen af en Bue i et magnetisk Felt ret mangelfuldt. Tiltrods herfor vil dog den nævnte Undersøgelse ikke være ganske interesseløs.

Ved Beregning af den Hastighed, hvormed Magnetfeltet driver Buen ud, vil vi gaa ud fra følgende Forudsætninger: 1. Strømtætheden i den egentlige Buekærne er den samme over hele Tværsnittet, og er konstant lig med σ; 2. Buetværsnittet, hvis Areal er A, beholder sin Form uforandret under Vandringen; 3. dennes Størrelse x bestemmes ved Ligningen

$$Ap\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{10}A\sigma H, \tag{63}$$

hvor p er Buens Vægtfylde.

Det er sikkert, at disse Forudsætninger kun delvis er opfyldte; saaledes vil Buen under sin Bevægelse ikke alene, helt eller delvis, medføre den Luftmasse, der findes i selve Kærnen, men ogsaa en Del af Omgivelsernes. Paa den anden Side vil den opstaaende Luftstrøm virke accelererende paa en efterfølgende Bue. Endelig er selve Forudsætningen om, at Buen i hvert Fald medfører den overvejende Del af den i Kærnen værende Luftmasse, ret hypotetisk. Den stemmer ikke særlig godt med de Forestillinger, som J. S. Townsend[26]), R. S. Willows[27]) samt Wilson og Martyn[28]), ganske vist under væsentlig andre Betingelser, arbejder med. Forholdene kan, i hvert Fald ved diskontinuerlige Udladninger, være meget indviklede, saaledes som det bl. a. fremgaar af D. N. Mallik's Arbejder[29])[30]). Alle disse Undersøgelser angaar dog næsten udelukkende Forholdene ved lavere Tryk, og de afgiver derfor ikke noget sikkert Grundlag for Behandlingen af det foreliggende Problem. Der er dog meget, der taler for, at den her gjorte Antagelse i Hovedsagen er rigtig, naar, som i det her betragtede Tilfælde, Strømtætheden er stor. I hvert Fald danner Ligning (63) det simplest tænkelige Udgangspunkt for vore Betragtninger, og da det øjeblikkelige Maal kun er at faa en i Hovedtrækkene rigtig Forestilling om Buens Bevægelse, vil vi udskyde en nærmere Undersøgelse af disse Forhold til en senere Lejlighed og her simpelthen lægge Ligning (63) til Grund for vore Betragtninger.

Vi vil yderligere simplificere Regningerne ved at forudsætte, at Buestrømmen er konstant over en Del af Perioden, Nul i Resten af denne. Den omtalte Del, i hvilken Strømmen forudsættes konstant, sættes skønsmæssig til $\sqrt{\frac{1}{2}}\cdot\tau$.

Ved Integration af Ligning (63) under Forudsætning af, at Vandringen x maales ud fra Buens Tændingspunkt a (se Fig. 19 *I*), og at Buens Hastighed i dette Punkt er Nul, samt at Tiden regnes fra Tændingsøjeblikket, faas

$$x = \frac{I_0 H}{20\,Ap}\cdot t^2 \quad \text{og} \quad \frac{dx}{dt} = v = \frac{I_0 H}{10\,Ap}\cdot t, \tag{64}$$

hvor v er Buens Hastighed.

Kraterbilledets Form bliver herefter en Parabel med Toppunktet i Tændingspunktet og Aksen vinkelret paa Tidsaksen. Krateret ender i Afstanden h fra Tændingspunktet bestemt ved

$$h = \frac{I_0 H}{20\,Ap}l^2 - \frac{I_0 H}{20\,Ap}\frac{1}{2}\tau^2 = \frac{I_0 H\lambda^2}{36\cdot 10^{17}Ap} = \frac{\sigma H\lambda^2}{36\cdot 10^{17}p}. \tag{65}$$

Vi vil gaa over til at se, hvorledes de efter (65) beregnede Værdier af h stemmer med de virkelig forekommende. For at kunne anvende Ligning (65) maa man kende Værdierne af σ og p. σ har vi søgt at bestemme ved paa Matskiven at maale Tværsnittet af den violette Buekærne. Bestemmelsen er ret usikker, men gav tilsyneladende samme Værdier for Gas og Brint; den sandsynligste Værdi kan

maaske sættes til $\sigma = 2000$ Amp. pr. cm^2. For at bestemme p, „Buens Vægtfylde", maa man kende Temperaturen i Buen. Denne er, baade i Brint og Gas, forholdsvis lav; men nogen Temperaturbestemmelse har vi ikke foretaget; vi har skønsmæssig sat Vægtfylden til $^1/_4$ af den ved 0°, svarende til en Temperatur paa ca. 1100°. I Tændingsøjeblikket er den sikkert lavere, senere maaske højere. Sættes Brintens Vægtfylde ved 0° til 0,00009 $^g/_{cm^3}$ og Gassens til 0,00045 $^g/_{cm^3}$, giver derfor Formel (65)

$$\text{for Brint} \qquad h = \frac{2H\lambda^2}{81 \cdot 10^9}, \tag{66$_1$}$$

og

$$\text{for Gas} \qquad h = \frac{2H\lambda^2}{405 \cdot 10^9}. \tag{66$_2$}$$

I nedenstaaende Tabel er opført de beregnede og de maalte Værdier af h for de fire paa Tavlerne gengivne Krateroscillogrammer:

		h beregnet mm	h maalt mm	Bemærkninger
Tavle I.	Fig. *a*.	0,66	0,37	Maalt paa Anoden
—	Fig. *b*.	0,38	0,45	Maalt paa Katoden
—	Fig. *c*.	1,3	0,9	Maalt paa Katoden
—	—	1,3	1,2	Maalt paa Anoden
Tavle IV.	Fig. *a*.	2,7	2,0	Maalt paa Katoden

De maalte Værdier for h er gennemgaaende noget lavere end de beregnede; hermed stemmer det godt overens, at selve Buens Vandring et større end Kraternes, som det vil fremgaa af en Betragtning af de viste Profilbilleder. (Se særlig Plan III Fig. *a* og *b*, samt Plan IV Fig. *b*). Den opstillede, rent foreløbige og kalkulatoriske Teori har saaledes i Hovedsagen bekræftet sig.

Af det foregaaende følger, at Buens og Kraternes Hastighed er mindst straks efter Tændingen; man maa derfor ogsaa vente, at det negative Kraters Temperatur er højest i Nærheden af Tændingspunktet. At dette virkelig forholder sig saaledes, fremgaar meget tydelig af Tavle IV Fig. *a*, og, omend ikke saa udpræget, af Tavle I Fig. *c* og *d*. Denne forholdsvis høje Temperatur paa Tændingsstedet letter selvfølgelig Gentændingen af Buen.

Vi har hermed i Hovedsagen klarlagt Magnetfeltets Indflydelse under normale Forhold og paavist Rigtigheden af den i 6. givne skitsemæssige Fremstilling af Poulsen-Buens Virkemaade. Vi skal derefter gaa over til at betragte de unormale Forhold — med forholdsvis for stærkt og for svagt Felt, — der frembyder en Del Ejendommeligheder af betydelig Interesse.

c. For stærkt Magnetfelt. Et Par Oscillogrammer optagne med for stærke Felter er vist paa Tavle IV Fig. *c* og *d*, henholdsvis med Gas og Brint. Den af Krateret beskrevne Kurve bestaar her ikke af et enkelt Kurvestykke for hver

Periode, men af flere indbyrdes parallele, parabellignende Kurvestykker, i Fig. *c* af 3 og i Fig. *d* af 2 for hver Periode. Da det er vanskeligt at følge Kraterkurvens Forløb paa Fotografierne — og endnu vanskeligere paa Reproduktionen — har vi i Fig. 19 *II* tegnet en skematisk Figur til at anskueliggøre Forholdene. Vi forudsætter, at Buen tændes ved *a*, hvor Hastigheden straks er lille, for derefter paa Grund af det stærke Felt at vokse hurtig. Det negative Kraters Temperatur er derfor, som omtalt ovenfor, forholdsvis høj ved *a*, men aftager ret hurtig, efterhaanden som Krateret bevæger sig udad. Resultatet af den hurtig faldende Kratertemperatur bliver en hurtig voksende Buespænding, der atter bevirker en ny Buetænding ved a_1, hvor Temperaturen endnu er forholdsvis høj. Den nydannede Bue tiltager paa den gamles Bekostning, og denne slukkes helt ved *c*, for eventuelt atter senere at blive erstattet af en ny, ved a_2 tændt Bue. Mod Slutningen af Perioden, hvor Strømstyrken kun er ringe, aftager Kratertemperaturen og Buespændingen vokser, hvorefter der, inden den gamle Bue endnu er fuldstændig slukket, foregaar en ny Tænding ved *a'*. Slukke- og Tændspænding har Værdier i Nærheden af de normale, saaledes som det fremgaar af de optagne Spændingsoscillogrammer, hvis Udseende er ganske normalt selv for en Feltstyrke, der er betydelig over det normale (se Fig. 17 *d*). De mellemliggende „Takker" paa Buespændingskurven, svarende til Gentændingen ved a_1 og a_2 og Slukningen ved c_1 og c_2 (Fig. 19 *II*), er saaledes ikke store nok til at vise sig ved den benyttede Optagelsesmetode af Spændingsoscillogrammerne. En fuldstændig Udredning af disse Forhold vil derfor kræve yderligere Undersøgelse, men der er næppe Tvivl om, at den givne Forklaring i Hovedsagen er rigtig. Krateroscillogrammerne viser i hvert Fald med Sikkerhed, at der i for stærke Felter findes 2 eller flere delvis samtidige Buer. Det er indlysende, at det for stærke Felt medfører en Forhøjelse af Fødespændingen V_0, saaledes som det senere vil blive omtalt, og derfor en Formindskelse af Nyttegraden. Det for stærke Felt er derfor uheldigt, baade hvad Økonomi og Regelmæssighed angaar.

d. For svagt Magnetfelt. Det for svage Magnetfelt giver Anledning til et helt andet Forløb af Buefænomenet. Grunden hertil maa søges i to Forhold, der følger af eller med det svage Felt, nemlig for det første den Omstændighed, at Buen ikke slukkes fuldstændig eller i hvert Fald kun en forsvindende kort Tid, for det andet den ringe Vandring, Bue og Krater udfører i Løbet af en Periode. Det samlede Resultat heraf bliver en udpræget Tendens til, at Buen tændes igen — eller, hvis den ikke har været helt slukket, fortsætter — paa de Steder, hvortil Kraterne i Periodens Løb er vandret ud. Er Feltet meget for svagt, gentages dette flere, ja mange Gange, indtil Buen har naaet en saadan Længde, at Gentændingen lettere finder Sted mellem Elektroderandene, hvorefter det samme Spil gentager sig. Disse Forhold er skematisk antydet i Fig. 20, hvor det er forudsat, at Buen hver 3die Gang tændes ved Kraterranden. Denne Tænding kræver en betydelig Spænding, medens den paafølgende Slukke- og Tændspænding bliver forholdsvis

lille, den næste atter lidt større, saaledes som antydet i Figuren. At Buespændingen virkelig faar et saadant Forløb, fremgaar klart af Fig. 17 *f*; Buen har her skiftevis hver 2den eller 3die Gang tændt sig ved Randen.

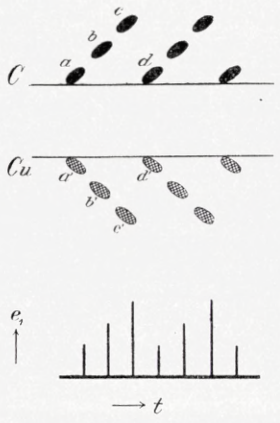


Fig. 20. Skematisk Fremstilling af Virkningen af et for svagt Magnetfelt.

Profilbillederne viser et til „Skridtenes" Antal svarende Antal stationære Buer udenom hverandre, altsaa desto flere Buer, jo mere Feltet ligger under det normale; sammenlign Tavle II, Fig. *a*, *b*, *m* og *n*, Tavle III. Fig. 1 *a* og *b*, samt Tavle IV, Fig. b_1. Af disse Buer eksisterer der i hvert enkelt Øjeblik kun 1.

At Forløbet virkelig er det her beskrevne, fremgaar med fuldstændig Sikkerhed af Tavle IV, Fig. *b*; det er her ganske tydeligt, at Buen hveranden Gang tændes ved Randen, hveranden Gang inde paa Elektroden.

Det er indlysende, at disse Forhold, naar Fødestrømmen holdes konstant, vil bevirke en Forøgelse af Buens Fødespænding, da Brændespændingen stiger med Buens Længde, et Forhold vi kommer ind paa senere.

Nyttegraden gaar følgelig ned, naar Feltet bliver for svagt. Samtidig gaar det ogsaa ud over Regelmæssigheden. Gør Buen f. Eks. regelmæssig 2 „Skridt", faas to Perioder, der afviger lidt fra hinanden. Dette nedsætter Svingningernes Resonansevne og bevirker, at en optagen Resonanskurve bliver skæv eller i hvert Fald faar et uregelmæssigt og samtidig fladere Forløb. Endnu mere indviklet bliver Forholdene, hvis Antallet af „Skridt" varierer; man faar i saa Fald Resonanskurver med „flad Top".

I meget svage Felter optræder et nyt Fænomen, som vi har søgt at anskueliggøre ved Fig. 21. Buen forskydes her kun et ganske lille Stykke udad for hver Periode og bliver ved dermed, indtil Buelængden er bleven saa stor, og Buespændingen saa høj, at en fornyet Tænding sker ved Elektroderanden. Men da Afioniseringen i den ydre Bue er forholdsvis meget ringe, saa vedbliver denne at eksistere efter Tændingen af den nye, indre Bue, og begge fortsætter gennem en Række Perioder — den indre med voksende, den ydre med aftagende Styrke.

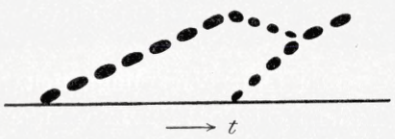


Fig. 21. Skematisk Fremstilling af Forholdene ved meget svage Felter.

Samtidig bevirker den elektrodynamiske Tiltrækning mellem de to samtidig eksisterende Buer, at den inderste gaar hurtigere udad, end hvad der svarer til Magnetfeltets Intensitet, den ydre langsommere. Eventuelt har, som antydet i Fig. 21, den gensidige Tiltrækning Overhaand, saaledes at den ydre Bue vandrer indad. Et saadant Tilfælde ses paa Tavle III, Fig. 2 *a*, der ganske svarer til Fig. 21. Forholdene kan blive endnu mere indviklede, saaledes som det fremgaar af Fig. 2 *b* og *c*, der viser, at der kan eksistere en hel Række Buer samtidig. Fænomenet skyldes de foran fremhævede Forhold i Forbindelse med, at Buespændingen i Virke-

ligheden ikke falder straks efter Tændingen, men i en endelig om end kort Tid bliver oppe paa den høje Tændspænding, ja maaske endog stiger yderligere. Det er en Selvfølge, at Buegeneratoren i saa svage Felter arbejder uregelmæssig.

e. **Det fordelagtigste Magnetfelt.** Det foregaaende viser, at Buen bør brænde i det svageste Felt, H^0, i hvilket den arbejder normalt med kun een Tænding pr. Periode og altid Tænding ved Elektroderandene, idet baade et stærkere og et svagere Felt giver højere Fødespændinger. H^0 er saaledes den fordelagtigste Feltstyrke, altsaa den, ved hvilken Buens Nyttegrad er højest. Som vi har set, arbejder Buen ogsaa kun fuldstændig regelmæssig, naar Feltintensiteten ligger i Nærheden af H^0. For at vise Sammenhængen mellem V_0 og H har vi optaget en Række sammenhørende Værdier og afsat Værdierne paa Fig. 22. Man ser, at V_0 aftager ret jævnt med H indtil et vist Punkt, nemlig det, hvor Buen ikke altid tændes ved Elektroderandene, hvor saa V_0 atter stiger ret pludselig. Den Del af Kurven, der svarer til endnu mindre Værdier af H, er meget variabel, idet Antallet af „Skridt", altsaa ogsaa det tilsyneladende Antal af „Profilbuer", forandres for ganske smaa Tilfældigheder; men jo flere Profilbuer, desto højere Værdi af V_0, og jo lavere H er, desto flere Profilbuer findes der. Nogen regelmæssig Kurve kan ikke tegnes, men de viste Kurver svarer i Hovedsagen til Maalingerne samtidig med, at de antyder det formentlige, teoretiske Forløb.

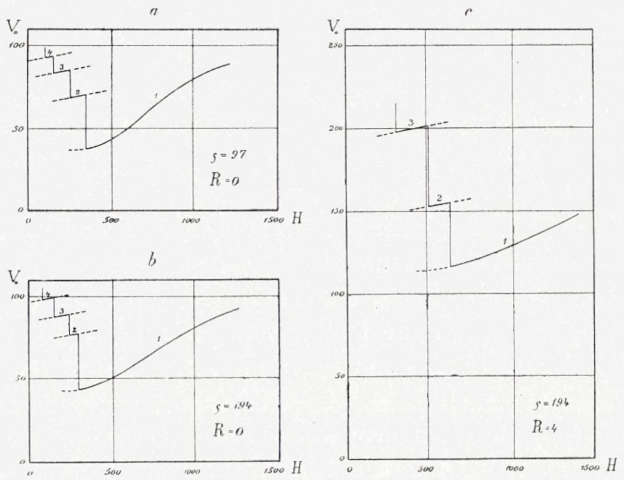


Fig. 22. Sammenhæng mellem Fødespænding og Feltintensitet for konstant Strømstyrke.

Det foregaaende viser, at Buegeneratoren arbejder mest økonomisk og samtidig regelmæssigst ved den fordelagtigste Feltintensitet. Dette hindrer ikke, at man kan fjerne sig en Del fra den fordelagtigste Værdi, H^0, baade opad til stærkere og nedad til svagere Feltstyrker, og Buen vedbliver dog at arbejde tilsyneladende regelmæssig; der er saaledes ikke noget i Vejen for, at Buen brænder regelmæssig og rolig med 2 a 3 Profilbuer, altsaa med et for svagt Felt. Det er dog, som foran fremhævet, klart, at man i dette Tilfælde ikke faar regelmæssige Svingninger, og ved Undersøgelser over Poulsen-Buens Frekvenskonstans maa man derfor selvfølgelig sørge for, at Forholdene er normale med den rigtige Værdi af Magnetfeltet. Naar K. Vollmer[22]) i sit store Arbejde over Buegeneratorens Frekvensvariationer om dette Punkt kun bemærker, at Undersøgelserne er foretagne „an einer Lampe mit

Querfeld" (l. c. pag. 150) saa har hans Resultater derfor kun ringe Betydning for Praksis. Det samme gælder andre lignende Undersøgelser*).

f. **Buens Udseende i Felter af forskellig Intensitet.** Tavle II viser en Række Profilbilleder af Buen under forskellige Forhold, navnlig for forskellig Værdi af H. En Sammenligning mellem Fig. *a*, *c* og *i* viser, hvor lille Buen er ved Feltstyrker i Nærheden af den fordelagtigste i Forhold til dens tilsyneladende Størrelse ved meget svagere og meget stærkere Felter.

Et Par Ejendommeligheder ved Buer i Belysningsgas skal her lige nævnes. Ved svage Feltstyrker udskiller der sig en Del Kulstøv af Gassen, der som et sort, blødt Lag slaar sig ned paa Kammerets Vægge og ligeledes afsætter sig paa Anoden ved eller umiddelbart udenfor Buens Fodpunkt. Ved passende svage Felter kan Afsætningen her være saa livlig, at man kan se de naaletrælignende Udvækster vokse. Et Eksempel paa Udseendet af en saadan Udvækst er vist i Tavle III, Fig. 1 *b*. Naar de har naaet en vis Størrelse, slynges de gerne bort af Buen. Lader man derimod under disse Forhold Katoden staa stille, saa finder Kulaflejringen Sted paa denne i Form af en ret fast, hornformet Udvækst, saaledes som det fremgaar af Fig. *m* og *n* paa Tavle II.

Ved stærkere Felter er Kuludskilningen langt ringere, og den viser sig da i Form af et brunligt, ret fast Beslag paa Kammerets Vægge. Paa Anoden afsættes intet, eller saa godt som intet. Grunden til den omtalte Forskel i Kuludskilning i svage og stærke Felter maa formentlig søges i, at Buens Temperaturforhold ændres af Magnetfeltet, men en nærmere Undersøgelse heraf er ikke foretaget.

10. Yderligere Konsekvenser af A-Teorien. a. Det fordelagtigste Magnetfelts Afhængighed af Bølgelængden. De foregaaende Undersøgelser har i Hovedsagen klarlagt Magnetfeltets Indflydelse paa Buen, naar denne virker som Generator for kontinuerlige, højfrekvente Svingninger. Vi skal nu gaa over til at se, hvilke Slutninger man, under Benyttelsen af det erhvervede Kendskab til Magnetfeltets Virkemaade, kan drage af A-Teorien med Hensyn til den heldigste Feltintensitets Afhængighed af Buekredsens Konstanter og Fødestrømmens Styrke. Vi vil først undersøge, hvorledes den fordelagtigste Værdi af Magnetfeltet, H^0, afhænger af Bølgelængden, naar baade Fødestrømmens Styrke og alle Buekredsens andre Parametre holdes konstante.

Ifølge (62) er den gennemsnitlige Slukkespænding proportional med Produktet af Fødestrømmen og Buekredsens Modstand, men iøvrigt uafhængig af Buekredsens Konstanter. Det ligger nu overmaade nær at antage, at den Hastighed, hvormed Buen bevæger sig i Slukningsøjeblikket, er bestemmende for Slukkespændingen,

*) Vi skal ved denne Lejlighed ikke komme nærmere ind paa Spørgsmaalet om Frekvensvariationerne, der for Tiden ikke har nogen større praktisk Betydning. Vi vil ligeledes se bort fra en nærmere Redegørelse for de forskellige Forsøg, der tidligere har været gjort paa at forklare Magnetfeltets Indflydelse paa Buegeneratoren, og nøjes med at henvise til de i Litteraturfortegnelsen under Nr. 32 til 35 samt 7 e (p. 64—66) opførte Arbejder.

idet denne vokser med Hastigheden. Men, som vi saa ovenfor, saa vil den Hastighed, Buen faar ved Slukningen, alt iøvrigt lige, være proportional med Perioden, altsaa ogsaa proportional med Bølgelængden λ; herefter skal det fordelagtigste Felt H^0 og Bølgelængden λ tilfredsstille følgende Relation

$$H^0 \lambda = \text{Konstant} \tag{67}$$

Fig. 23 viser Resultatet af en Del Maalinger af sammenhørende Værdier af H^0 og λ. Det ligger i Sagens Natur, at Værdien af H^0 ikke kan bestemmes særlig nøjagtig, men, som Figuren viser, ligger de maalte Punkter ret nær ved den viste Kurve, hvis Ligning er

$$(H^0 + 400) \cdot \lambda = 5000 \text{ (Gauss. km)} \tag{68}$$

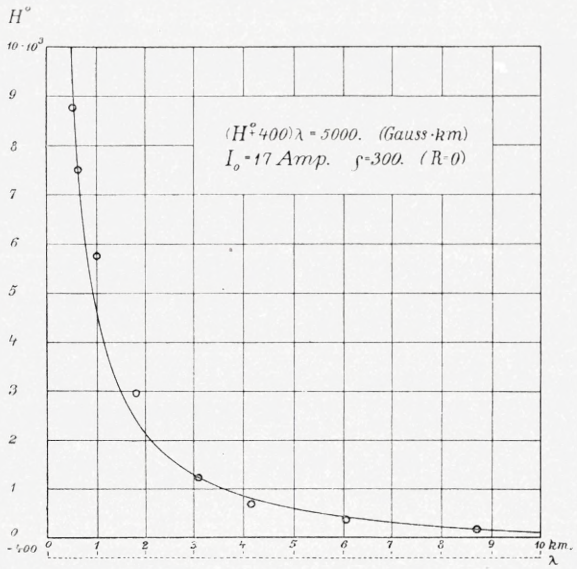


Fig. 23. Den fordelagtigste Feltintensitets Afhængighed af Bølgelængden.

Den ovenfor ved (67) bestemte Lov er saaledes ikke helt rigtig; men det var iøvrigt til at forudse, at der til H^0 maatte adderes en Konstant, før Multiplikationen med λ foretoges. Foruden det af Elektromagneten frembragte Felt, der er afsat som Ordinat i Fig. 23, virker der nemlig tillige en Opdrift paa Buen, fordi dennes Temperatur er højere end Omgivelsernes. Dertil kommer, at Buen rent elektrodynamisk vil søge at blive større, saaledes som paavist af W. E. Ayrton allerede i 1879[29]). Størrelsen af disse Kræfter er vanskelig at bestemme nøjagtig, men de er dog sikkert saa smaa, at deres Sum er mindre, end hvad der svarer til de 400 Gauss, hvorom det drejer sig. De omtalte Kræfter er jo heller ikke helt af samme Natur som de fra det magnetiske Felt hidrørende. Der er ogsaa den Mulighed, at elektrostatiske Kræfter spiller en Rolle.

Det fremgaar endelig af det følgende, at H^0 vokser med R. Da nu Kredsens egen, effektive Modstand aftager, naar Bølgelængden vokser, saa vil ogsaa dette Forhold bevirke, at den eksperimentale (H^0, λ)-Kurve for store Værdier af λ faar for smaa Værdier af H^0. Alt i alt lader Afvigelserne fra den teoretiske Form for (H^0, λ)-Kurven sig saaledes forklare paa naturlig Maade, og selv om vore Slutninger ikke fuldt ud har bekræftet sig, saa har de dog i Hovedsagen givet den rigtige Sammenhæng mellem H^0 og λ.

V. Poulsen har allerede i den første Publikation om Buegeneratoren[4a]) meddelt, at den nødvendige Feltintensitet aftager med voksende Bølgelængde, uden dog at opstille nogen bestemt Lov. Denne Oplysning synes at være glemt; ved Læsning

af den nyere Litteratur faar man nærmest det Indtryk, at Magnetfeltet helst i og for sig skal være saa stærkt som muligt, se f. Eks. den senere citerede Udtalelse af ZENNECK.

b. Indflydelsen af den Buen omgivende Luftarts Vægtfylde paa Værdien af den fordelagtigste Feltintensitet. Det foregaaende gælder, naar Buen befinder sig i Belysningsgas; brænder den derimod i Brint, viser det sig, at den tilsvarende Værdi af H^0 er omkring 5 Gange mindre. Dette stemmer fuldstændig med det foregaaende og det under 9 b. udviklede, idet Gassens Vægtfylde er ca. 5 Gange saa stor som Brintens.

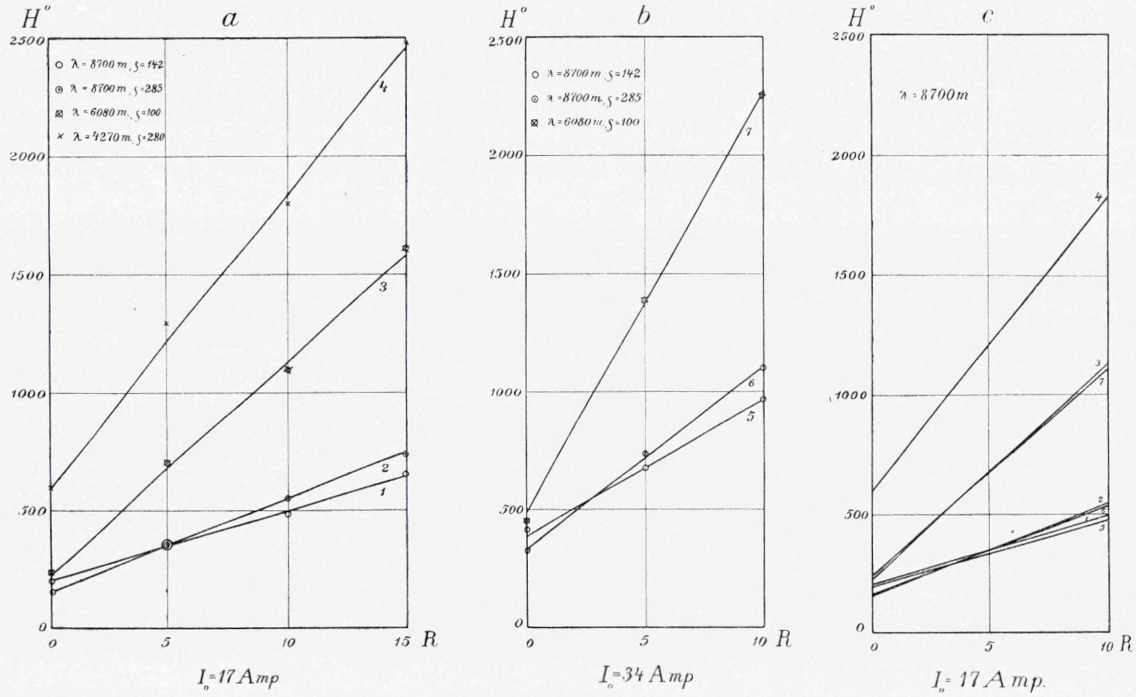


Fig. 24. Den fordelagtigste Feltintensitets Afhængighed af Modstand og Fødestrøm.

De tidligere gjorte Erfaringer, at det navnlig ved de korte Bølgelængder var heldigt at benytte Brint og ikke Belysningsgas eller Spiritusdampe, forklares let herigennem, idet Feltet let bliver for svagt ved korte Bølgelængder, og man staar sig da ved at benytte den lettest mulige Luftart. Ved længere Bølger har det snart vist sig, at Karburering af den benyttede Brint var heldig, snart at ren Brint var at foretrække, uden at det hidtil har været muligt at opdage nogen Lovmæssighed i saa Henseende. Sagen forholder sig simpelthen saaledes: naar Feltet er for svagt, bør man bruge ren Brint, er Feltet derimod for stærkt, staar man sig ved at benytte tungere Kulbrinter, — eller endnu bedre ved at reducere Feltet.

c. H^0s Afhængighed af R og I_0. Det næste Spørgsmaal er, hvorledes det heldigste Felt afhænger af Modstanden i Buekredsen, naar Strømstyrken og alle andre Parametre holdes konstante. Ifølge A-Teorien er den gennemsnitlige Slukkespænding, som allerede nævnt, proportional med R. Da vi ikke kender Loven for Slukkespændingens Afhængighed af Buens Hastighed, men kun ved, at Spændingen vokser med Hastigheden, saa kan vi ikke deraf slutte os til Relationen mellem H^0 og R. Den simpleste Forudsætning, man rent provisorisk kan gøre, er, at P vokser proportional med Buens Hastighed; i saa Fald skal H^0 vokse lineært med R. Det fremgaar af Fig. 24, der viser Resultatet af nogle Maalinger af sammenhørende Værdier af H^0 og R, at H^0 virkelig vokser lineært med R, men at der desuden i Udtrykket for H^0 indgaar et konstant Led. Dette er ogsaa naturligt, da H^0 jo maa have en endelig Værdi, selv om R nærmer sig til at blive Nul.

Af de samme Forudsætninger følger endvidere, at H^0 skal være proportional med I_0. Det fremgaar af Fig. 24 *c*, — der er fremkommen ved Sammendragning af

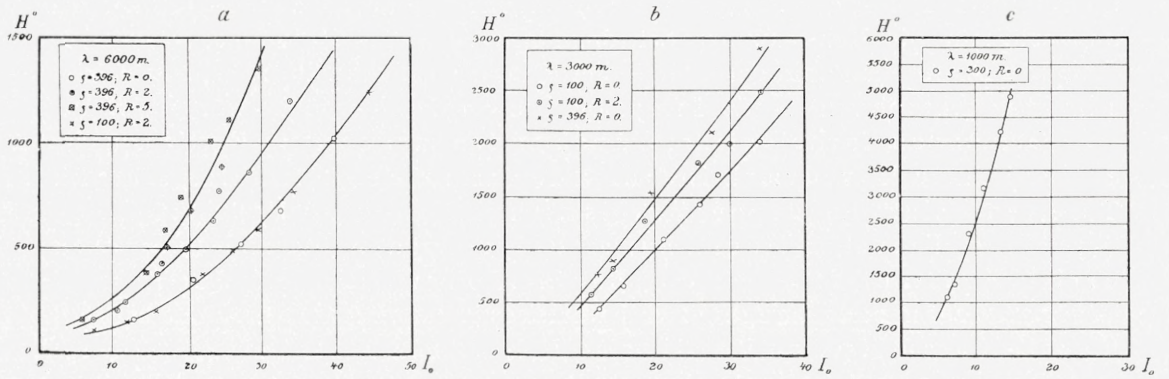


Fig. 25. Den fordelagtigste Feltintensitets Afhængighed af Fødestrømmen, forskellig Bølgelængde.

Fig. *a* og *b*, efter at *b*'s Ordinater er halverede (svarende til, at Strømstyrken i Fig. *b* er dobbelt saa stor som i Fig. *a*) —, at dette med Tilnærmelse er Tilfældet. Denne sidste Relation kan dog ikke ventes at holde Stik over større Variationsomraader, idet Strømstyrken ogsaa paa anden Maade har Indflydelse paa Spændingsforløbet ud over den ved Ligning (62) angivne.

Buens Tværsnit og Kraternes Antal vokser nemlig med Strømstyrken, og det er klart, at den Feltintensitet, der er nødvendig for at frembringe en vis Slukkespænding, alt iøvrigt lige, maa være desto højere, jo større Strømstyrken er. Heraf følger, at H^0 maa vokse noget stærkere end med 1' Potens af I_0, hvilket Fig. 25, der fremstiller Resultaterne af en Række Maalinger af sammenhørende Værdier af I_0 og H^0, ogsaa viser at være Tilfældet.

11. Afsluttende Bemærkninger. De teoretiske Udviklinger i § 10 har nødvendigvis været af en rent foreløbig Karakter og nærmest kun bestemte til Orientering med Hensyn til disse ret indviklede og samtidig for Praksis meget vigtige Spørgsmaal. Til Trods

for disse Udviklingers simple og overslagsmæssige Karakter viste de paa disse baserede Slutninger sig dog i udstrakt Grad i Overensstemmelse med Erfaringen.

Alle disse Slutninger byggede paa den her hævdede, som A-Teorien betegnede Opfattelse, og paa det ved Ligning (62) givne Udtryk for den gennemsnitlige Slukkespænding; Resultaternes Rigtighed støtter derfor i høj Grad den nævnte Teori, der saaledes helt igennem maa siges at være bekræftet gennem de anstillede Undersøgelser. I Modsætning hertil viste den nuværende, her som B-Teorien betegnede, Opfattelse sig dels i afgjort Modstrid med Forsøgene, dels ude af Stand til at give en i Hovedsagen rigtig, kvalitativ Teori for Poulsen-Buen.

Hvor lidt den nuværende Opfattelse — B-Teorien — har været i Stand til at danne Grundlaget for en praktisk brugbar Teori for Buegeneratoren, fremgaar maaske klarest ved at citere nogle Udtalelser af ZENNECK i den sidste Udgave (fra 1916) af hans udmærkede Lærebog: „Es wurde .... darauf hingewiesen, dass ein Quermagnetfeld, das die Energie der Schwingungen sehr günstig beeinflusst, sehr ungünstig für die Konstanz der Schwingungen ist .... Es ist dies ebenso der Grund, weshalb man mit der Stärke der Quermagnetfeldes im allgemeinen nicht sehr hoch geht, obwohl es die Energie der Schwingungen erhöhen würde." (S. 291).

Om nogen fordelagtigst Værdi af den magnetiske Feltintensitet er der i dette Hovedværk indenfor den traadløse Litteratur slet ikke Tale, end sige om denne Værdis Afhængighed af Fødestrømmens Styrke, af Kredsens Modstand, af Bølgelængden og af Buekredsens øvrige Konstanter, — og dog har H^0, som vi har set, Værdier, der afviger overmaade meget fra hverandre, alt efter Størrelsen af de nævnte Parametre, og Værdien af H har, som vist, den allerstørste Indflydelse paa den Nyttegrad og Regelmæssighed, hvormed Poulsen-Buen arbejder.

At B-Teorien har været ganske ude af Stand til at klarlægge Magnetfeltets Indflydelse, ligger bl. a. deri, at denne Teori kun fæster sin Opmærksomhed paa Tændspændingen, der i og for sig er uafhængig af Magnetfeltet. Dette har kun Indflydelse paa Forholdene, medens Buen brænder, og denne Indflydelse, der i det væsentlige skyldes Buens Hastighed, er størst ved Periodens Slutning, altsaa ved Buens Slukning. Det er derfor, at A-Teorien, der lægger Hovedvægten paa Slukkespændingen, paa en saa simpel og naturlig Maade formaar at gøre Rede for Magnetfeltets Indflydelse.

Résumé. Nærværende Afhandling giver en Oversigt over Resultaterne af en Række Undersøgelser, der er udførte for at belyse Poulsen-Buens Virkemaade. De ved Undersøgelserne anvendte Metoder og Hjælpemidler var i det væsentlige:

1. de sædvanlige elektriske Maalinger;
2. oscillografiske Optagelser af Buespændingen, udførte ved Hjælp af Gehrckes Katodelysoscillograf.

3. almindelige Momentoptagelser af Buen set fra Siden, Profilbilleder;
4. fotografiske Optagelser af Buen og Kraterne set i et hurtigt roterende Spejl, „Krateroscillogrammer".

Af Undersøgelsernes Resultater omtales de følgende noget nærmere.

Forholdet mellem Højfrekvensstrømmens effektive Værdi og Fødestrømmen har indenfor meget vide Grænser vist sig at være konstant lig med $\sqrt{\frac{1}{2}}$. Det paavises, at dette er i Uoverensstemmelse med B-Teorien.

Den maksimale Buespænding (Tændspændingen) er langt lavere end den af B-Teorien krævede.

Uoverensstemmelsen skyldes, at B-Teorien ser bort fra Spændingsforhøjelsen ved Buens Slukning, Slukkespændingen, medens det for den normale Poulsen-Bue netop er Slukkespændingen, der er af afgørende Betydning.

B-Teorien finder derimod Anvendelse, naar Buen trækkes ud til den størst mulige Længde, ved hvilken den endnu lige netop kan brænde under de foreliggende Forhold; men den normale Poulsen-Bue arbejder med den mindste Buelængde, ved hvilken Buen er aktiv, idet man her har størst Nyttegrad og størst Regelmæssighed.

Magnetfeltets Intensitet bør i hvert enkelt Tilfælde have en ganske bestemt Værdi, H^0. I saa Fald tændes Buen regelmæssig een Gang pr. Periode ved Elektroderandene for derefter af Magnetfeltet i Periodens Løb at drives noget udad paa Elektrodernes cylindriske Overflade. Er Feltet for stærkt, tændes Buen flere Gange pr. Periode; er Feltet for svagt, tændes Buen ikke hver Gang ved Elektroderandene, men kun hver anden, tredie .... Gang, idet Resten af Gentændinger foregaar paa Elektrodernes cylindriske Del. Profilbillederne viser da 2, 3 .... parallele Buer; i Virkeligheden findes der dog kun een Bue ad Gangen. Er Feltet meget svagt, danner der sig derimod ofte 2 eller flere samtidig eksisterende, parallele Buer udgaaende fra Elektrodernes cylindriske Overflade.

Fødespændingen er Minimum (Nyttegraden altsaa Maksimum), naar Feltet har Værdien H^0, der saaledes ogsaa er den fordelagtigste Feltintensitet.

Alt iøvrigt lige er Værdien af H^0 proportional med Luftartens Vægtfylde og med Svingningernes Frekvens, samt paa det nærmeste proportional med Modstanden i Buekredsen og med Fødestrømmen. Disse Resultater følger af de fremsatte teoretiske Betragtninger og bekræftedes i Hovedsagen gennem de anstillede Forsøg.

Oversigt over de foran benyttede Betegnelser.

C	= Buekredsens Kapacitet	(Farad).
L	= Buekredsens Selvinduktion	(Henry).
ρ	$= \sqrt{\frac{L}{C}}$ = Buekredsens Karakteristik	(Ohm).
R	= Buekredsens effektive Modstand (Buen ikke medregnet)	(Ohm).
$\varkappa$	$= \frac{R}{2L}$ = Buekredsens Dæmpningskonstant	$\left(\frac{1}{\text{Sek.}}\right)$.
ω_0	$= 2\pi n_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ = Vinkelhastighed for den dæmpningsfri Buekreds	
τ_0	$= 2\pi\sqrt{LC}$ = den naturlige Periode for den dæmpningsfri Buekreds	(Sek.).
ω_0'	$= 2\pi n_0' = \sqrt{\omega_0^2 - \varkappa^2}$ = den naturlige Vinkelhastighed for Buekredsen med Modstand R	(Sek.).
τ_0'	$= \frac{1}{n_0'}$ = den naturlige Periode for Buekredsen med Modstand R	(Sek.).
δ'	$= \varkappa\tau_0'$ = Buekredsens logaritmiske Dekrement	(Tal).
δ	$= \varkappa\tau_0 = \pi R\sqrt{\frac{C}{L}} = \pi\frac{R}{\rho}$ = Tilnærmelsesværdi for log. Dekrement	(Tal).
T	= Højfrekvensstrømmens Periode	(Sek.).
ω	= Højfrekvensstrømmens Vinkelhastighed	
λ	= Højfrekvensstrømmens Bølgelængde	(m).
I_0	= Fødestrømmen (konstant)	(Amp.).
i_1	= Buestrømmens øjeblikkelige Værdi	(Amp.).
i	= Kondensatorstrømmens øjeblikkelige Værdi	(Amp.).
I	= Kondensatorstrømmens effektive Værdi	(Amp.).
I_m	= Kondensatorstrømmens maksimale Værdi	(Amp.).
	$i_1 = I_0 + i\,; \quad \frac{1}{T}\int_0^T i_1 \cdot dt = I_0$	Se Fig. 1, 8 og 9.
e_1	= Buespændingens øjeblikkelige Værdi	(Volt).
V_0	= Fødespændingen (over Buen)	(Volt).
	$V_0 = \frac{1}{T}\int_0^T e_1 \cdot dt.$	Se Fig. 1.
E_b	= Buens Brændespænding	(Volt).
$E_s + E_b$	= Buens Tændspænding	(Volt).
$-E_a$	= den numerisk største, negative Buespænding	(Volt).
		Se Fig. 7.

E_1^0 = Buens maksimale Slukkespænding (Volt).

U = Slukkespændingens Integralværdi $= \int (e_1 - E_b) \cdot dt$, hvor Integralet udtrækkes over den Tid, der medgaar til Buens Slukning (Volt · Sek.).

t_1^0 = den Tid, der medgaar til at slukke Buen. (Se Fig. 14) (Sek.).

P = U/t_1^0 = den gennemsnitlige Spændingsforhøjelse under Slukningen (Volt).

H = Magnetfeltets Intensitet (tværs paa Buen, drivende denne opad) (Gauss).

H^0 = den under de foreliggende Forhold fordelagtigste Værdi af Magnetfeltets Intensitet (Gauss).

σ = Strømtæthed i Buen (Amp./cm²).

β = Buens Vægtfylde (g/cm³).

$$k = \frac{E_s}{\rho I_0} - \frac{R}{2\rho}, \qquad \text{Tilnærmelsesværdi } k = \frac{E_s}{\rho I_0}.$$

$$g_0 = \frac{I}{I_0}, \quad f_0 = \frac{T}{\tau_0} \quad \text{for} \quad R = 0.$$

$$g = \frac{I}{I_0}, \quad f = \frac{T}{\tau_0} \quad \text{for} \quad R < 0.$$

$a >> b$ betegner, at a er meget større end b.

Litteraturhenvisninger.

1) W. DUDDELL: On rapid variations in the currents through the direct-current arc. Journ. Inst. El. Eng. Vol. 30, p. 232-261. 1901. »Electrician«, Vol. 46, p. 269-273, 310-313. 1900.

2) V. POULSEN: Dansk Patent Nr. 5590. (Fremgangsmaade til Frembringelse af Vekselstrømme med højt Svingningstal). 1902.

3) W. DUDDELL: a. On the resistance and electromotive forces of the electric arc. Phil. Trans. A. 203, p. 305-342. 1904.

b. The musical arc. »Electrician«, Vol. 51, p. 902. 1903.

4) V. POULSEN: a. System for producing continuous electric oscillations. Trans. Int. El. Cong. St. Louis 1904. Vol. II, p. 963-971.

b. Ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen. E. T. Z., Bd. 27, p. 1040-1044, 1075. 1906.

c. En Metode til Fremstilling af kontinuerlige elektriske Bølger og disses Anvendelse til traadløs Telegrafi. Fysisk Tidsskrift, Bd. 5, p. 37-52. 1906.

5) H. TH. SIMON und M. REICH: a. Tönende Flammen und Flammentelephonie. Phys. Zeitschr. Bd. 3, p. 278-286. 1902.

b. Über die Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung zur drahtlosen Telegraphie. Phys. Zeitschrt. Bd. 4, p. 364-372. 1903.

6) H. TH. SIMON (und M. REICH): Über die Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung in der drahtlosen Telegraphie. Phys. Zeitschr. Bd. 4, p. 737-742. 1903.

7) H. TH. SIMON: a. Über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis. Phys. Zeitschr. Bd. 6, p. 297-319. 1905.

b. Zur Theorie des selbsttönenden Lichtbogens. Phys. Zeitschr. Bd. 7, p. 433-445. 1906.

c. Über den Lichtbogen bei kleinen Strömstärken. (Nach Versuchen von H. W. Malcolm). Phys. Zeitschr. Bd. 8, p. 471-481. 1907.

d. Über die Wirkung des Magnetfeldes bei der Erregung ungedämpfter Schwingungen mit Hilfe des Lichtbogens. E. T. Z. Bd. 28, p. 1232. 1907.

e. Über ungedämpfte elektrische Schwingungen. Jahrb. d. drahtlosen Tel. Bd. 1, p. 16-68. 1908.

f. Über neuere Methoden der Erzeugung elektrischer Schwingungen. Phys. Zeitschr. Bd. 9, p. 865-874. 1908.

g. Der elektrische Lichtbogen. (52 pp.) Leipzig 1911.

8) H. BARKHAUSEN: a. Das Problem der Schwingungserzeugung. (113 pp.) Leipzig 1907.

b. Die Erzeugung dauernder Schwingungen durch den Lichtbogen. Jahrb. d. drahtlosen Tel. Bd. 1, p. 243-262. 1908.

9) G. LANGE: Beiträge zur Kenntniss der Lichtbogenhysteresis. Diss. Gött. 1909; Ann. d. Physik. Bd. 32, p. 589-647. 1910.

10) M. REICH: Über Grösse und Temperatur des negativen Lichtbogenkraters. Phys. Zeitschr. Bd. 7, p. 73—89. 1906.

11) K. W. WAGNER: Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. (119 pp.) Leipzig 1910.

12) A. BLONDEL: Sur les phénomènes de l'arc chantant. L'Éclairage Électrique. T. 44, p. 41-58, 81-104. 1905.

13. G. GRANQVIST: a. Über die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen. Nova Acta Reg. Soc. Uppsala (56 pp.) 1903.
b. Über die Periode und die Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung im singenden Flammenbogen. Boltzmann-Festschrift p. 799-808. 1904.
c. Zur Theorie des elektrischen Lichtbogens. Arkiv f. mat., astr. o. fys. Bd. 2, No. 17, p. 1-19. 1905.

14) J. STARK: a. Die Elektrizität in Gasen. (509 pp.) Leipzig 1902.
b. Zur Kenntnis des Lichtbogens. Ann. d. Phys. Bd. 12, p. 673-713. 1903.

15) J. STARK, T. RETSCHINSKY u. A. SCHAPOSCHNIKOFF: Untersuchungen über den Lichtbogen. Ann. d. Phys. Bd. 18, p. 213-251. 1905.

16) J. J. THOMSON: Conduction of Electricity through Gases. (566 pp.) Cambridge 1903.

17) A. O. LILJESTRÖM: Ljusbågen som källa för elektriska svängningar. (61 pp.) Uppsala 1908.

18) H. HAUSRATH: Verfahren zur Darstellung periodischer Hochfrequenzkurven mit der Braunschen Röhre. Phys. Zeitschr. Bd. 12, p. 1044-1046. 1911.

19) K. ORT: Untersuchung der Schwingungsvorgänge des Lichtbogengenerators. Jahrb. d. drahtlosen Tel. Bd. 6, p. 119-132. 1912.

20) H. FASSBENDER und E. HUPKA: Nachweis von Schwingungen erster und zweiter Art am Poulsenbogen. Phys. Zeitschr. Bd. 14, p. 222-226. 1913.

21) P. O. PEDERSEN: Beiträge zur Theorie der drahtlosen Telephonie. I. Jahrb. d. drahtlosen Tel. Bd. 5, p. 449-498. 1912.

22) K. VOLLMER: Über die Schwankungen der Frequenz und Intensität der Lichtbogenschwingungen. Jahrb. d. drahtlosen Tel. Bd. 3, p. 117-174, 213-249. 1910.

23) J. A. FLEMING: Some observations on the Poulsen arc as a means of obtaining continuous electrical oscillations. Phil. Mag. (6). Vol. 14, p. 254-265. 1907.

24) L. W. AUSTIN: The production of high frequency oscillations from the electric arc. Bull. Bur. Stand. Vol. 3, p. 325-340. 1907.

25) E. GEHRCKE: a. Eine einfache Methode zur Bestimmung des Stromverlaufs hochgespannter Wechselströme. Verhandl. Phys. Ges. Bd. 6, p. 176-178. 1904.
b. Glimmlicht-oszillograph. Zeitschr. f. Instrumentenkunde. Bd. 25, p. 33-37, 278-280. 1905.

26) J. S. TOWNSEND: The diffusion and mobility of ions in a magnetic field. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 86, p. 571-577. 1912.

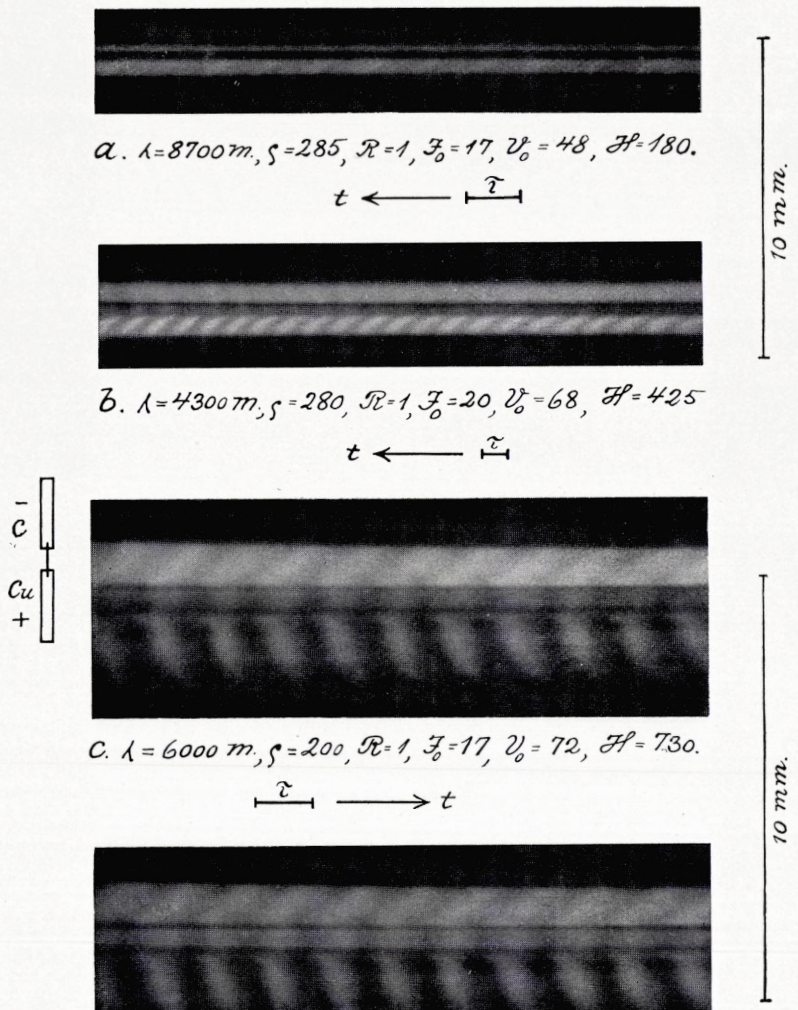
27) R. S. WILLOWS: a. On the effect of a magnetic field on the discharge through a gas. Phil. Mag. (6). Vol. 1, p. 250-260. 1901.
b. Action of a magnetic field on the discharge through a gas. Phil. Mag. (6). Vol. 9, p. 370-378. 1905.

28) H. A. WILSON and G. H. MARTYN: On the velocity of the electric discharge in gases at low pressures in a radial magnetic field. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 79, p. 417-428. 1907.

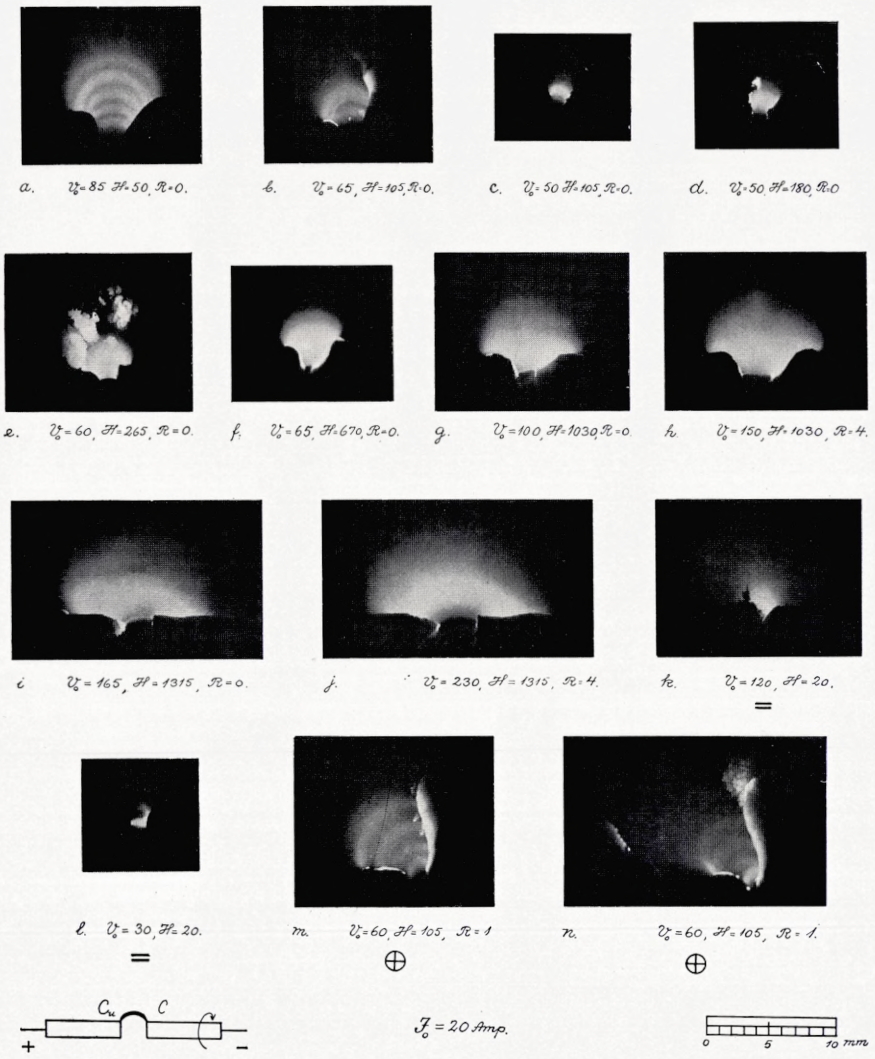
29) D. N. MALLIK: a. Magnetic rotation of electric discharge. Phil. Mag. (6). Vol. 16. p. 531-550 1908.
b. Theory of electric discharge in a De La Rive's Tube. Phil. Mag. (6). Vol. 24, p. 500-507. 1912.

30) D. N. MALLIK and A. B. DAS: Electric discharge in a transverse magnetic field. Phil. Mag. (6). Vol. 32, p. 50-65. 1916.

31) W. E. AYRTON: Note on the electric light. Electrician. Vol. 2, p. 76. 1879. (H. Ayrton, The electric arc. p. 36. London 1901).
32) G. BENISCHKE: Zur Erklärung der sogenannten ungedämpften Schwingungen, E. T. Z. p. 1212-1213. 1906; p. 69-70, 354. 1907.
33) E. RUHMER: Zur Erklärung der sogenannten ungedämpften Schwingungen. E. T. Z. p. 69. 1907.
34) M. REITHOFFER: Zur Erklärung der ungedämpften Schwingungen. E. T. Z. p. 308-309. 1907.
35) H. R. v. TRAUBENBERG: Erklärungsversuch der günstigen Wirkung des Magnetanblasung. E. T. Z. p. 559. 1907.



Krateroscillogrammer af Buer i Belysningsgas.



Profilbilleder af Buer i Belysningsgas.

For Billederne *a* til *j* samt *m* og *n* er $\lambda = 9000$ m og $\rho = 200$ Ohm.

Billederne *k* og *l* fremstiller Jevnstrømsbuer.

I Billederne *m* og *n* staar Katoden stille.

a. $\lambda = 8700\,m.,\ \varsigma = 200,\ \mathcal{R} = 2,\ \mathcal{J}_0 = 20,\ \mathcal{V}_0 = 140,\ \mathcal{H} = 10.$

10 mm.

b. $\lambda = 8700\,m.,\ \varsigma = 200,\ \mathcal{R} = 0,\ \mathcal{J}_0 = 20,\ \mathcal{V}_0 = 100,\ \mathcal{H} = 50.$

10 mm.

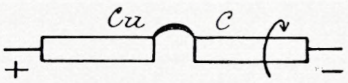
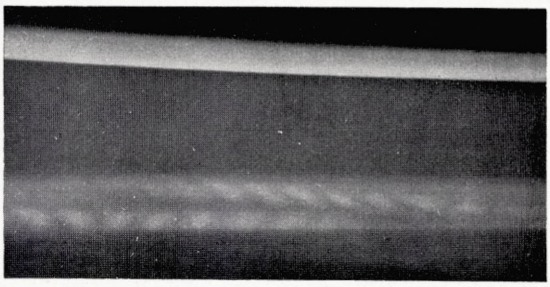


Fig. 1. Profilbilleder af Buer i meget svage Magnetfelter.

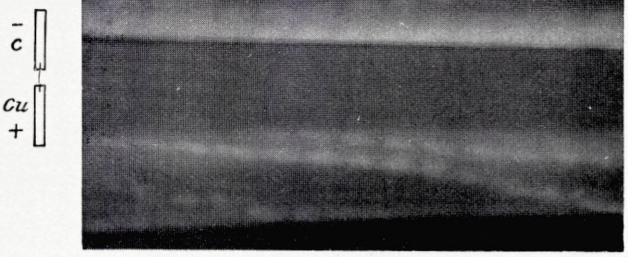
a. Bue i Brint.

b. Bue i Belysningsgas.

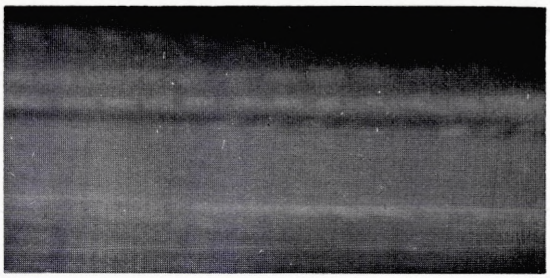
a.



b.



c

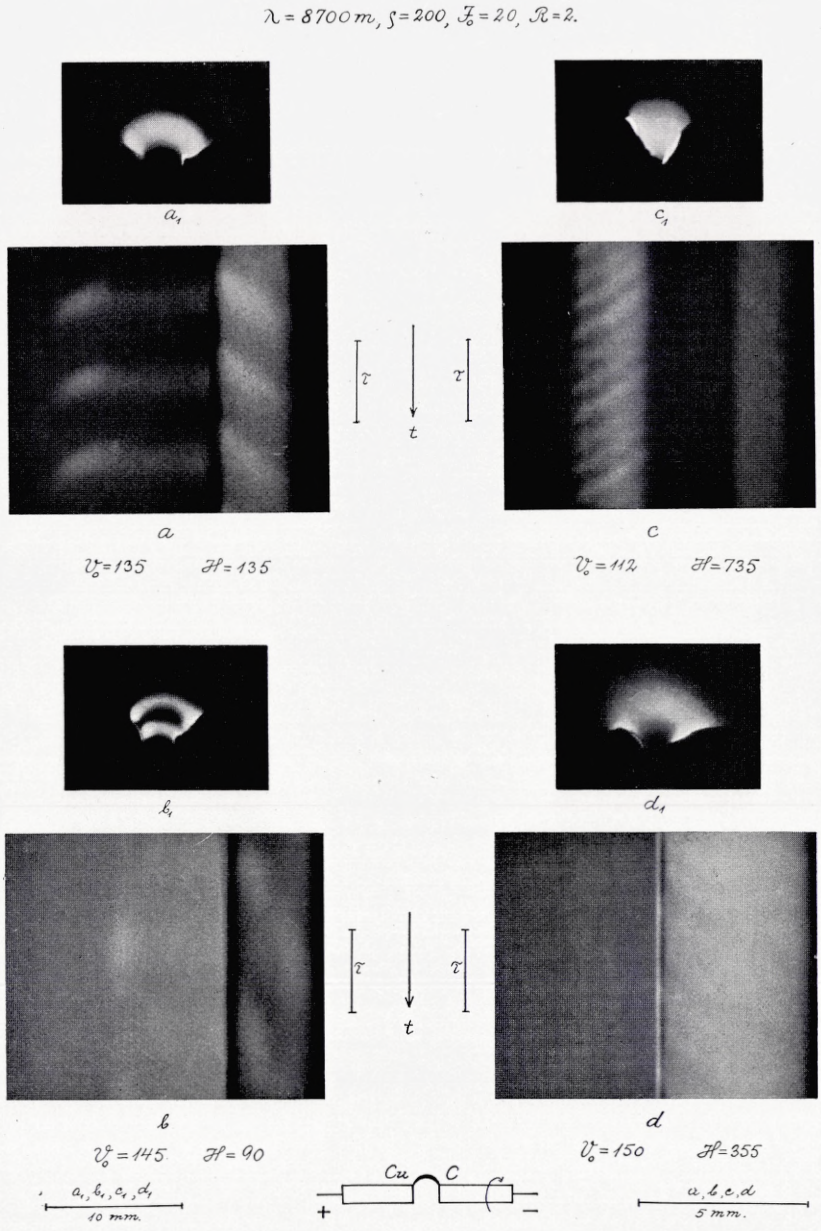


$\lambda = 6000\,m.,\ \varsigma = 200,\ \mathcal{R} = 1,\ \mathcal{J}_0 = 15,\ \mathcal{V}_0 = 120,\ \mathcal{H} = 7.$

t

τ

Fig. 2. Krateroscillogrammer af Buer i meget svage Magnetfelter (Belysningsgas).



Krateroscillogrammer og Profilbilleder.
Billederne a, a_1, b, b_1, og d, d_1 af Buer i Brint.
Billederne c, c_1 af Bue i Belysningsgas.

(Forts. fra Omslagets S. 2.)

		Kr.	Øre
	VI, med 4 Tavler. 1890—92	13.	75.
1.	**Lorenz, L.** Lysbevægelsen i og uden for en af plane Lysbølger belyst Kugle. 1890	2.	•
2.	**Sørensen, William.** Om Forbeninger i Svømmeblæren, Pleura og Aortas Væg og Sammensmeltningen deraf med Hvirvelsøjlen særlig hos Siluroiderne, samt de saakaldte Weberske Knoglers Morfologi. Med 3 Tavler. Résumé en français. 1890	3.	80.
3.	**Warming, Eug.** Lagoa Santa. Et Bidrag til den biologiske Plantegeografi. Med en Fortegnelse over Lagoa Santas Hvirveldyr. Med 43 Illustrationer i Texten og 1 Tavle. Résumé en francais. 1892	10.	85.
	VII, med 4 Tavler. 1890—94	13.	75.
1.	**Gram, J. P.** Studier over nogle numeriske Funktioner. Résumé en français. 1890	1.	10.
2.	**Prytz, K.** Methoder til korte Tiders, særlig Rotationstiders, Udmaaling. En experimental Undersøgelse. Med 16 Figurer i Texten. 1890	1.	50.
3.	**Petersen, Emil.** Om nogle Grundstoffers allotrope Tilstandsformer. 1891	1.	60.
4.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceae. 4de Afhandling. Med c. 185 mest af Forfatteren tegnede Figurer i 34 Grupper. Résumé et explication des figures en français. 1891	1.	50.
5.	**Christensen, Odin T.** Rhodanchromammoniakforbindelser. (Bidrag til Chromammoniakforbindelsernes Kemi. III.) 1891	1.	25.
6.	**Lütken, Chr.** Spolia Atlantica. Scopelini Musei Zoologici Universitatis Hauniensis. Bidrag til Kundskab om det aabne Havs Laxesild eller Scopeliner. Med 3 Tavler. Résumé en français. 1892	3.	50.
7.	**Petersen, Emil.** Om den elektrolytiske Dissociationsvarme af nogle Syrer. 1892	1.	25.
8.	**Petersen, O. G.** Bidrag til Scitamineernes Anatomi. Résumé en français. 1893	2.	75.
9.	**Lütken, Chr.** Andet Tillæg til «Bidrag til Kundskab om Arterne af Slægten *Cyamus* Latr. eller Hvallusene». Med 1 Tavle. Résumé en français. 1893	•	85.
10.	**Petersen, Emil.** Reaktionshastigheden ved Methylætherdannelsen. 1894	1.	50.
	VIII, med 3 Tavler. 1895—98	12.	25.
1.	**Meinert, F.** Sideorganerne hos Scarabæ-Larverne. Les organes latéraux des larves des Scarabés. Med 3 Tavler. Résumé et explication des planches en français. 1895	3.	30.
2.	**Petersen, Emil.** Damptryksformindskelsen af Methylalkohol. 1896	1.	•
3.	**Buchwaldt, F.** En mathematisk Undersøgelse af, hvorvidt Vædsker og deres Dampe kunne have en fælles Tilstandsligning, baseret paa en kortfattet Fremstilling af Varmetheoriens Hovedsætninger. Résumé en français. 1896	2.	25.
4.	**Warming, Eug.** Halofyt-Studier. 1897	3.	•
5.	**Johannsen, W.** Studier over Planternes periodiske Livsyttringer. I. Om antagonistiske Virksomheder i Stofskiftet, særlig under Modning og Hvile. 1897	3.	75.
6.	**Nielsen, N.** Undersøgelser over reciproke Potenssummer og deres Anvendelse paa Rækker og Integraler. 1898.	1	60.
	IX, med 17 Tavler. 1898—1901	17.	•
1.	**Steenstrup, Japetus, og Lütken, Chr.** Spolia Atlantica. Bidrag til Kundskab om Klump- eller Maanefiskene (*Molidæ*). Med 4 Tavler og en Del Xylografier og Fotogravurer. 1898	4.	75.
2.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceae. 5te Afhandling. Med 42 Figurgrupper. Résumé en français. 1899	1.	60.
3.	**Meyer, Kirstine.** Om overensstemmende Tilstande hos Stofferne. En med Videnskabernes Selskabs Guldmedaille belønnet Prisafhandling. Med en Tavle. 1899	2.	60.
4.	**Jørgensen, S. M.** Om Zeise's Platosemiæthylen- og Cossa's Platosemiamminsalte. Med 1 Tavle. 1900	•	75.
5.	**Christensen, A.** Om Overbromider af Chinaalkaloider. 1900	1.	•
6.	**Steenstrup, Japetus.** Heteroteuthis *Gray*, med Bemærkninger om Rossia-Sepiola-Familien i Almindelighed. Med en Tavle. 1900	•	90.
7.	**Gram, Bille.** Om Proteinkornene hos oliegivende Frø. Med 4 Tavler. Résumé en français. 1901	2.	50.
8.	**Meinert, Fr.** Vandkalvelarverne (*Larvæ Dytiscidarum*). Med 6 Tavler. Résumé en français. 1901	5.	35.
	X, med 4 Tavler. 1899—1902	10.	50.
1.	**Juel, C.** Indledning i Læren om de grafiske Kurver. Résumé en français. 1899	2.	80.
2.	**Billmann, Einar.** Bidrag til de organiske Kvægsølvforbindelsers Kemi. 1901	1.	80.
3.	**Samsoe Lund og Rostrup, E.** Marktidselen (*Cirsium arvense*). En Monografi. Med 4 Tavler. Résumé en français. 1901	6.	•
4.	**Christensen, A.** Om Bromderivater af Chinaalkaloiderne og om de gennem disse dannede brintfattigere Forbindelser. 1902	1.	40.
	XI, med 10 Tavler og 1 Kort. 1901—03	15.	05.
1.	**Warming, Eug.** Familien Podostemaceæ. 6te Afhandling. Med 47 Figurgrupper. Résumé en français. 1901.	2.	15.
2.	**Ravn, J. P. J.** Molluskerne i Danmarks Kridtaflejringer. I. Lamellibranchiater. Med 1 Kort og 4 Tavler. 1902.	4.	•
3.	**Winther, Chr.** Rotationsdispersionen hos de spontant aktive Stoffer. 1902	2.	•
4.	**Ravn, J. P. J.** Molluskerne i Danmarks Kridtaflejringer. II. Scaphopoder, Gastropoder og Cephalopoder. Med 5 Tavler. 1902	3.	40.
5.	**Winther, Chr.** Polarimetriske Undersøgelser II: Rotationsdispersionen i Opløsninger	1.	60.
6.	**Ravn, J. P. J.** Molluskerne i Danmarks Kridtaflejringer. III. Stratigrafiske Undersøgelser. Med 1 Tavle. Résumé en français. 1903	3.	85.
	XII, med 3 Tavler og 1 Kort. 1902—04	10.	50.
1.	**Forch, Carl, Knudsen, Martin, und Sørensen, S. P. L.** Berichte über die Konstantenbestimmungen zur Aufstellung der hydrographischen Tabellen. Gesammelt von *Martin Knudsen*. 1902	4.	75.
2.	**Bergh, R.** Gasteropoda opisthobranchiata. With three plates and a map. (The Danish expedition to Siam 1899—1900, I.) 1902	3.	45.
3.	**Petersen, C. G. Joh., Jensen, Søren, Johansen, A. C., og Levinsen, J. Chr. L.** De danske Farvandes Plankton i Aarene 1898—1901. 1903	3.	25.
4.	**Christensen, A.** Om Chinaalkaloidernes Dibromadditionsprodukter og om Forbindelser af Alkaloidernes Chlorhydrater med højere Metalchlorider. 1904	1.	35.

Fysiske og kemiske Skrifter

udgivne af Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab

(udenfor Skrifternes 6. Række, se Omslagets S. 2—3):

	Kr.	Øre
Barfoed, C. T. Nogle Undersøgelser over de isomeriske Tinsyrer. 67	»	60.
Christiansen, C. Magnetiske Undersøgelser. 76	1.	»
Colding, A. Undersøgelser om de almindelige Naturkræfter og deres gjensidige Afhængighed, samt: Om Magnetens Indvirkning paa blødt Jern Med 4 Tavler. 50	2.	65.
—— Undersøgelser over Vanddampene og deres bevægende Kraft i Dampmaskinen. 52	»	85.
—— Om Lovene for Vandets Bevægelse i lukkede Ledninger. Med 3 Tavler. 57	1.	65.
—— De frie Vandspejlsformer i Ledninger med konstant Vandføring. Med 3 Tavler. 63	1.	»
—— Om Udstrømning af Varme fra Ledninger for varmt Vand. 64	1.	»
—— Om Strømningsforholdene i almindelige Ledninger og i Havet. Med 3 Tavler. Résumé en franç. 70	5.	15.
—— Om Lovene for Vandets Bevægelse i Jorden. Med 2 Tavler. Résumé en franç. 72	1	65.
—— Fremstilling af Resultaterne af nogle Undersøgelser over de ved Vindens Kraft fremkaldte Strømninger i Havet. 76	»	85.
Jørgensen, S. M. Nogle Analogier mellem Platin og Tin. 65	»	35.
—— Om den saakaldte Herapathit og lignende Acidperjodider. 75	3.	75.
Lorenz, L. Experimentale og theoretiske Undersøgelser over Legemernes Brydningsforhold. I. 69	1.	»
—— do. II. 75	1.	10.
Norgaard. Bidrag til Oplysning om de kulsure Magnesiaforbindelser. Med 1 Tavle. 50	»	80.
Scharling, E. A. Undersøgelser over Urin. 43	»	50.
—— Undersøgelser over den Qvantitet Kulstof, som i Form af Kulsyre forlader det menneskelige Legeme i Døgnets Løb. 43	»	65.
—— Fortsatte Forsøg for at bestemme Kulsyren i Menneskets Udaanding. Med 1 Tavle. 45	»	80.
—— Tredie Række af samme. 49	»	30.
—— Bidrag til Oplysning om de i Handelen forekommende Balsamers kemiske Forhold. 55	1.	»
—— Om Døglal og Æthal. 55	»	50.
Thomsen, Jul. Bidrag til et thermochemisk System. 52	1.	30.
—— Den elektromotoriske Kraft udtrykt i Varmeeenheder. 58	»	75.
—— Thermochemiske Undersøgelser over Affinitetsforholdene mellem Syrer og Baser i vandig Opløsning I. Med 1 Tavle. Résumé en franç. 69	»	85.
—— do. V—VIII. 70	1.	35.
—— do. IX. 70	1.	»
—— do. X. 71	1.	35.
—— do. XI. Med en Tavle. 73	1.	35.
—— do. XII. 73	»	85.
Topsoe, H., & Christiansen, C. Krystallografisk-optiske Undersøgelser, med særligt Hensyn til isomorfe Stoffer. 73.	3.	»
Zeise, W. C. Om Acechlorplatin. 41	1.	»
—— Om et Product af Ammonium-Sulphocyan-Hydrat ved Chlor. 43	»	40.
—— Undersøgelser over Producterne ved Tobakkens tørre Destillation og over Tobaksrøgens chemiske Beskaffenhed. 43	»	50.
—— Om Virkningen mellem xanthogensyret Kali og Jode. 45	»	50.
—— Om Virkningen mellem Kali-Methyloxyd-Sulphocarbonat og Jode. 47	»	30.